



Étude des antineutrinos de réacteurs : mesure de l'angle de mélange leptonique θ et recherche d'éventuels neutrinos stériles

Antoine Collin

► To cite this version:

Antoine Collin. Étude des antineutrinos de réacteurs : mesure de l'angle de mélange leptonique θ et recherche d'éventuels neutrinos stériles. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112002 . tel-00944120

HAL Id: tel-00944120

<https://theses.hal.science/tel-00944120>

Submitted on 10 Feb 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE 517 « PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS »
LABORATOIRE CEA/DSM/IRFU – SERVICE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

DISCIPLINE : PHYSIQUE DES PARTICULES

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 7 janvier 2014 par

M. Antoine COLLIN**Étude des antineutrinos de réacteurs :
mesure de l'angle de mélange leptonique θ_{13}
et recherche d'éventuels neutrinos stériles**

Directeur de thèse :

Dr David LHUILLIER

Composition du jury :

Président du jury :

Pr Pierre DESESQUELLES

Rapporteurs :

Pr Johann COLLOT

Dr Henri PESSARD

Examineurs :

Dr Éric DUMONTEIL

Dr Hervé de KERRET

Pr Manfred LINDNER

Invité :

Dr Thierry LASSERRE

Noli ergo extolli de ulla arte vel scientia: sed potius time de data tibi notitia. Si tibi videtur quod multa scis et satis bene intelligis: scito tamen quia sunt multo plura quæ nescis. Noli altum sapere (*Rom.* 11, 20): sed ignorantiam tuam magis fatere.

De Imitatione Christi

Avant-propos

*Liebe Radioaktive Damen und Herren,
[. . .] Ich bin angesichts der „falschen“ Statistik der N- und Li-6 Kerne,
sowie des kontinuierlichen beta-Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg verfallen
um den „Wechselsatz“ der Statistik und den Energiesatz zu retten.*

Wolfgang PAULI¹

AUX confins de la physique nucléaire, de la physique des particules et de l’astrophysique, la physique des neutrinos constitue sans conteste l’un des domaines les plus actifs et les plus passionnants de la recherche actuelle. Bien que ces particules soient les plus abondantes de l’univers, leur détection demeure toujours un défi expérimental et technique en raison de leur très faible probabilité d’interagir avec la matière. Cette particularité confère à la physique des neutrinos toute sa richesse : beaucoup de ses propriétés ne sont pas encore connues ou bien établies, laissant ouverts de vastes champs tant à la recherche théorique qu’à la recherche expérimentale. Ainsi la mise en évidence de la masse non nulle des neutrinos constitue-t-elle toujours la seule observation de physique au-delà du modèle standard de la physique des particules.

Néanmoins si la preuve expérimentale de l’oscillation des neutrinos confirme qu’ils ont des masses distinctes et non nulles, les valeurs de ces masses demeurent inconnues, tout comme le mécanisme qui les leur confère. Des théories invoquant les neutrinos permettent d’expliquer la matière noire ou encore l’asymétrie entre matière et antimatière, ou du moins d’en fournir des éléments d’explication. La connaissance du paramètre de mélange θ_{13} , dont la mesure expérimentale constitue l’objectif de Double Chooz, représente une information précieuse de ce point de vue. D’autre part, bien que l’existence d’exactly trois saveurs de neutrinos légers et interagissant par interaction faible soit bien établie, l’existence d’éventuels neutrinos massifs ou stériles ne peut être exclue. Le but du projet STEREO consiste en la validation, ou non, de l’hypothèse de neutrinos stériles légers.

Cette thèse se divise en trois parties. La première introduit les connaissances actuelles sur les neutrinos, la seconde traitera de l’analyse de l’expérience Double Chooz et enfin la dernière du développement du projet STEREO.

Le premier chapitre de la première partie tâchera de présenter de manière synthétique les développements de la physique des neutrinos depuis le postulat de leur existence jusqu’à aujourd’hui ainsi que leur modélisation théorique dans le cadre du modèle standard et dans ses extensions « minimales ».

Le second chapitre donnera un aperçu de la situation expérimentale actuelle, en particulier concernant les angles de mélange et la masse des neutrinos. Il évoquera d’autre part les observations expérimentales qui conduisent à envisager l’existence de neutrinos stériles et les différents

1. *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen, 1930.* Une traduction en langue anglaise en a été publiée [1].

projets qui visent à les mettre en évidence, dont STEREO fait partie.

Le premier chapitre de la seconde partie, consacrée à l'expérience Double Chooz, présentera le principe de cette dernière expérience. L'analyse sera également évoquée, jusqu'à l'ajustement du paramètre de mélange θ_{13} , de sorte que ce chapitre constitue une vue d'ensemble de l'expérience. Les chapitres suivants s'attacheront donc à détailler des aspects plus particuliers.

Ainsi le second chapitre présentera-t-il les techniques de reconstruction des événements dans les détecteurs de Double Chooz, ainsi que leur étalonnage. Le logiciel de simulation Monte-Carlo et ses principales caractéristiques seront également évoqués.

Le troisième chapitre détaillera les critères de sélection des candidats neutrinos ainsi que les études détaillées sur chaque type de bruit de fond rencontré. Enfin, les mesures de bruits de fond sur site lors de l'arrêt simultané des deux réacteurs seront présentées.

Le quatrième chapitre s'attachera aux incertitudes liées à la modélisation de la physique des neutrons, en particulier associées à l'efficacité de détection et aux effets de bord, c'est-à-dire aux flux de neutrons aux interfaces entre les différents volumes du détecteur.

Le cinquième chapitre donnera l'ajustement du paramètre θ_{13} après avoir détaillé la méthode employée et les hypothèses associées. Les différentes sources d'incertitude seront également résumées.

Le premier chapitre de la troisième partie, consacrée à STEREO, rappellera les motivations à l'origine de ce projet et détaillera le cahier des charges de l'expérience. Le potentiel de découverte de STEREO sera ensuite évalué.

Le second chapitre s'attachera au site de l'Institut Laue-Langevin (ILL) sur lequel sera déployé le détecteur. Deux aspects seront développés : le réacteur à haut flux de l'ILL et les mesures de bruit de fond réalisées sur site.

Le troisième chapitre présentera le développement du projet STEREO, en particulier la géométrie envisagée dans les études de conception et les simulations Monte-Carlo réalisées. Les blindages nécessaires pour se prémunir des différentes sources de bruit de fond seront également présentés.

Note de l'auteur

L'auteur se permet ici de faire remarquer que, conformément à l'usage, la première personne du singulier ne sera pas employée dans ce manuscrit. Aussi ne faudra-t-il pas s'étonner que certains accords, inhérents au pluriel, ne soient pas faits avec la première personne du pluriel.

Nous nous sommes efforcé de limiter les renvois incessants entre différents chapitres afin de faciliter la lecture de ceux qui ne liront pas ce document dans son intégralité mais n'en consulteront qu'une partie. Malgré tout, afin d'éviter les redites, nous n'avons pu rendre chaque partie indépendante. Aussi conseillons-nous la lecture du chapitre d'introduction à l'expérience Double Chooz préalablement à la partie consacrée au projet STEREO à qui ne serait pas familier avec les expériences de détection des $\bar{\nu}_e$ auprès de réacteurs.

Les sigles ou abréviations seront explicités lors de leur première occurrence. L'annexe A les rassemble par ordre alphabétique.

Dans tout ce document, le terme *neutrino* désignera, lorsque le contexte ne permet aucune ambiguïté, un neutrino ou un antineutrino de saveur quelconque. Dans le cas contraire, il sera fait mention des informations nécessaires à une bonne compréhension.

Sommaire

Avant-propos	1
I De la physique des neutrinos	5
1 Du postulat au renouveau de la physique des neutrinos	7
1.1 Historique	7
1.2 Les neutrinos et le modèle standard de la physique des particules	9
1.3 Oscillation des neutrinos	19
2 Situation expérimentale : masses et paramètres de mélange	25
2.1 Paramètres des oscillations de saveurs	26
2.2 Masses absolues et hiérarchie	35
2.3 Neutrinos stériles	38
II Double Chooz à la recherche de θ_{13}	49
1 De la source au signal	51
1.1 Principes de l'expérience Double Chooz	51
1.2 Détecteurs	63
1.3 Analyse de l'expérience Double Chooz	71
2 Reconstruction des événements et simulation du détecteur	77
2.1 Chaîne d'analyse des données et reconstructions	77
2.2 Étalonnage	81
2.3 Simulations Monte-Carlo	84
3 Candidats $\bar{\nu}_e$ et bruits de fond	89
3.1 Sélection des candidats $\bar{\nu}_e$	89
3.2 Bruit lumineux généré par les photo-multiplicateurs	97
3.3 Bruits de fond accidentels	105
3.4 Bruits de fond corrélés	107
3.5 Mesure du bruit de fond lors des périodes d'arrêt des réacteurs	117
4 Incertitudes liées à la physique du neutron	127
4.1 Efficacité de détection et effets de bord	127
4.2 Évaluation des systématiques associées	131
4.3 Conclusion et perspectives	143

5	Ajustement du paramètre de mélange θ_{13}	145
5.1	Prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$ des réacteurs	145
5.2	Incertitudes	147
5.3	Définition du χ^2	148
5.4	Résultats de l'ajustement de θ_{13}	151
III	Projet STEREO	155
1	Genèse du projet	157
1.1	Travaux autour de l'anomalie réacteur	157
1.2	Stratégie de mise en évidence expérimentale d'éventuels neutrinos stériles	158
1.3	Potentiel de découverte de STEREO	161
2	Caractérisation du site de l'Institut Laue-Langevin	173
2.1	Site du réacteur de l'Institut Laue-Langevin	173
2.2	Bruits de fond : mesures sur site	177
3	Développement du projet	183
3.1	Détecteur STEREO	183
3.2	Perspectives	195
	Conclusion	197
	Bibliographie	201
A	Acronymes	213

PREMIÈRE PARTIE

DE LA PHYSIQUE DES NEUTRINOS

Chapitre 1

Du postulat au renouveau de la physique des neutrinos

Heute habe ich etwas Schreckliches getan, etwas, was kein theoretischer Physiker jemals tun sollte. Ich habe etwas vorgeschlagen, was nie experimentell verifiziert werden kann.

Wolfgang PAULI¹.

LE neutrino est défini comme une particule élémentaire, électriquement neutre et de spin un demi. Cette définition suffit à le caractériser vis-à-vis des autres particules, mais elle laisse libres la plupart de ses propriétés. L'histoire de la physique des neutrinos peut se résumer en une lente et progressive construction faite de paradoxes expérimentaux et de théories les résolvant successivement. Ainsi va la physique des neutrinos depuis le postulat de leur existence jusqu'à ses développements les plus récents.

1.1 Historique

1.1.1 Les premières heures : neutrinos et interaction faible

La première observation des phénomènes induits par interaction faible remonte à la découverte de la radioactivité naturelle par Henri Becquerel en 1896 [3], découverte qui est à l'origine de nombreuses études sur les rayonnements émis — α , β et γ — dans les années suivantes. James Chadwick démontre en 1914 que le spectre d'énergie des électrons émis est continu [4], contrastant avec les spectres discrets d'énergies quantifiées des rayonnements α et γ . Comprise alors comme une décroissance à deux corps, la radioactivité β pose un problème théorique de taille, si bien que Niels Bohr ira jusqu'à émettre l'hypothèse que la conservation de l'énergie ne serait que statistique [5]. D'autres expliquent ce phénomène par l'émission d'un rayonnement γ non détecté — hypothèse écartée par les travaux de Lise Meitner et de Otto Hahn —, ou par des diffusions secondaires de l'électron dans le noyau.

En 1930, afin de résoudre ce problème vieux d'une vingtaine d'années, Wolfgang Pauli émet l'hypothèse dans une célèbre lettre ouverte [1] que deux particules seraient émises lors d'une désintégration β : un électron et un fermion neutre qu'il baptise *neutron*. Ce *neutron* aurait la particularité d'être de faible masse et d'interagir très peu avec la matière.

Après la découverte par James Chadwick de ce que l'on connaît aujourd'hui sous le nom de *neutron* [6], Enrico Fermi renomme *neutrino* la particule de Pauli. Octobre 1933 marque

1. Wolfgang PAULI à Walter BAADE, cité dans [2].

la première mention du neutrino dans un document publié, les rapports du septième congrès Solvay.

En 1934, Fermi pose avec sa théorie de la décroissance β [7] le premier jalon vers une théorie de l'interaction faible ; il y intègre le neutrino. La décroissance du muon, découvert en 1937 [8, 9], conduira Bruno Pontecorvo à proposer l'extension de la théorie de Fermi aux muons en 1947 [10]. Cette universalité de la théorie de Fermi, développée par bien des auteurs dans les années suivantes, peut être considérée comme l'origine du concept des familles de leptons repris par le modèle standard.

Il faudra attendre 1956 pour observer la première détection expérimentale d'un neutrino, même si le succès indéniable de la théorie de Fermi laissait peu de place au scepticisme.

1.1.2 Mise en évidence expérimentale et développements

L'estimation de la faible probabilité d'interaction du neutrino avait convaincu certains de la possibilité qu'on puisse ne jamais l'observer [11]. Cependant, poussés entre autres par Pontecorvo, Frederick Reines et Clyde Cowan cherchent au début des années cinquante à réaliser la détection des neutrinos. Leur choix se porte sur une réaction prédite par la théorie de Fermi, la réaction β inverse, $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$, dont la faible section efficace constitue un défi pour les expérimentateurs. Après avoir imaginé utiliser l'explosion d'une bombe nucléaire comme source de neutrinos, ils s'installent finalement auprès du réacteur de Savannah River. Leur détecteur, segmenté, est constitué de volumes d'eau et de chlorure de cadmium entourés par du liquide scintillant équipé de tubes photo-multiplicateurs. La coïncidence entre la détection du positon et celle du neutron — par capture radiative sur le noyau de cadmium — permet d'identifier l'interaction d'un neutrino par la réaction β inverse. Ce concept sera promis à un grand avenir et constitue encore la base de beaucoup d'expériences actuelles. La comparaison entre les données acquises pendant les périodes d'arrêt puis de fonctionnement du réacteur leur permet de conclure à la détection d'un flux de neutrinos [12, 13].

Dans le même temps, MM. Lee et Yang apportent les premiers la preuve que l'interaction faible viole la conservation de la parité [14], non seulement dans les désintégrations de kaons où cela avait déjà été observé, mais également dans les décroissances β , ce qui sera observé l'année suivante [15]. Cette violation de la parité conduit à la publication de nombreux travaux, dont ceux de Feynman [16] ou Landau [17], établissant une théorie dans laquelle les neutrinos ont une chiralité gauche tandis que les antineutrinos ont une chiralité droite, les deux étant non massiques. Cette hypothèse est immédiatement confortée par les résultats de MM. Goldhaber, Grodzins et Sunyar [18] qui mesurent la polarisation du neutrino dans la capture électronique de l'euporium 152, $^{152}\text{Eu} + e^- \rightarrow ^{152}\text{Sm}^* + \nu$, grâce à celle du photon dans la décroissance qui lui succède : $^{152}\text{Sm}^* \rightarrow ^{152}\text{Sm} + \gamma$.

L'absence d'observation de certaines réactions conduit MM. Konopinski et Mahmoud à définir un nombre leptonique L qui doit être conservé. Les leptons se caractérisent par un nombre $L = 1$ tandis que leurs antiparticules par $L = -1$. La violation de ce nombre leptonique n'a jamais pu être observée à ce jour. Cependant, cela ne suffit pas à expliquer l'absence d'autres réactions. Un second nombre leptonique est alors introduit caractérisant chaque famille de lepton, ce qui conduit Pontecorvo à postuler l'existence d'un second neutrino ν_μ , associé au muon [19]. Cette particule est observée en 1962 à Brookhaven [20] dans ce que l'on peut considérer comme la première expérience de neutrinos auprès d'accélérateurs.

L'année 1967 voit la définition du modèle standard appelé à durer : Weinberg [21] et Salam [22] introduisent dans le modèle de Glashow [23] le mécanisme de Higgs [24, 25]. Ce modèle décrit les interactions fortes, faibles et électromagnétiques dans le cadre de la théorie quantique des champs. Les décennies qui suivent consacrent le succès du modèle standard par la découverte

successive des différentes particules — quarks, leptons et bosons — qu’il avait prédites : en particulier, pour ce qui concerne les neutrinos, de l’interaction par courant neutre [26], des bosons W^\pm [27] et Z [28], du neutrino tau [29] ; jusqu’à l’observation récente d’un boson répondant à certaines propriétés du Higgs [30, 31].

D’autre part en 1989 la mesure au LEP de la largeur de désintégration du Z^0 a permis de fixer à trois le nombre de neutrinos légers se couplant avec ce dernier [32].

En 1998, l’expérience Super-Kamiokande apporte la preuve de l’oscillation des neutrinos [33]. La première théorie de cette oscillation remonte à Pontecorvo en 1957 [34, 35], mais ce sont MM. Maki, Nakagawa et Sakata qui les premiers décrivent les leptons neutres comme un mélange d’états propres de masse [36], ouvrant la porte à une juste compréhension du phénomène dans les années suivantes. L’oscillation des neutrinos, associée aux résonances de l’effet de matière — effet MSW pour Mikheev-Smirnov-Wolfenstein [37, 38] —, permet d’expliquer le déficit des neutrinos solaires observé depuis Homestake [39] dans les années soixante-dix et dans les expériences qui suivirent. Les paramètres des oscillations sont rapidement mesurés, à l’exception de l’angle de mélange θ_{13} dont l’expérience CHOOZ donne une limite supérieure en 2002 [40].

Dans le cadre de l’expérience Double Chooz, destinée à effectuer une mesure de précision de θ_{13} , des travaux sont menés afin d’améliorer la prédiction des flux de neutrinos émis par la fission [41]. Ces résultats conduisent à la réanalyse des expériences effectuées auprès de réacteurs dans les décennies précédentes, révélant un déficit du taux de neutrinos détectés [42] ; déficit compatible avec celui observé lors de l’étalonnage du détecteur GALLEX [43, 44] dans les années quatre-vingt-dix. Ceci peut être interprété comme une oscillation vers une quatrième saveur de neutrino, qui ne se couplerait pas avec l’interaction faible. En outre, les données et modèle cosmologiques montrent une *préférence* pour un neutrino stérile léger, avec une contrainte supérieure pour sa masse de l’ordre de l’électronvolt [45].

Au-delà de l’existence d’éventuels neutrinos stériles, nombre de questions restent en suspens quant à la nature des neutrinos — particule de Dirac ou de Majorana — et à leur masse. De nombreuses expériences et de nombreux développements théoriques tentent actuellement d’y répondre.

1.2 Les neutrinos et le modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard décrit les neutrinos comme des particules sans masse. Les expériences récentes ont montré, grâce à l’observation du phénomène d’oscillation, que cela n’était pas le cas. Après l’introduction du modèle standard, certaines extensions « minimales » seront présentées, extensions qui permettent de donner une masse aux leptons neutres.

1.2.1 Le modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard constitue une théorie des interactions forte, faible et électromagnétique unifiant la mécanique quantique et la relativité restreinte. Il décrit les particules élémentaires et leurs interactions dans le cadre de la théorie quantique des champs. Au secteur de jauge « minimal », qui définit ces interactions, est ajouté le secteur de Higgs qui rend compte de la masse des particules (cf. section 1.2.2).

Le modèle standard consiste en une théorie de jauge reposant sur le groupe local de symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, où C , L et Y désignent respectivement la couleur, la chiralité

gauche¹ et l'hypercharge. Ce groupe de jauge détermine les interactions et le nombre de leurs médiateurs, les bosons de jauge. Aux huit générateurs de $SU(3)_C$ correspondent huit gluons non massiques, vecteurs de l'interaction forte. Dans le modèle standard, interactions forte et électrofaible peuvent être étudiées séparément : la symétrie du groupe $SU(3)_C$ de la chromodynamique quantique n'est pas brisée et il n'y a pas de mélange avec le secteur électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$, unifiant interactions faible et électromagnétique. En effet, les générateurs des groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ forment quatre bosons non massiques qui, par la brisure spontanée de symétrie causée par le mécanisme de Higgs (cf. section 1.2.2), génèrent les trois bosons massiques W^\pm et Z^0 médiateurs de l'interaction faible et le photon, sans masse, responsable de l'interaction électromagnétique.

Le modèle standard distingue les fermions, constituant la matière usuelle, des bosons. Les premiers sont des particules de spin demi entier qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et au principe d'exclusion de Pauli. Les seconds sont de spin entier et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Les bosons se trouvent toujours dans un état symétrique vis-à-vis de l'échange de particule ; à l'inverse, les fermions ne peuvent s'y trouver que dans un état antisymétrique.

bosons vecteurs	boson scalaire
$g (\times 8)$	
Z^0, W^+, W^-	H
γ	

TABLE 1.1 – **Bosons décrits dans le modèle standard.** Les bosons vecteurs sont les bosons médiateurs des interactions. Le boson de Higgs H confère leur masse aux particules élémentaires (cf. section 1.2.2).

Les fermions se divisent en deux catégories : les quarks, qui sont soumis à toutes les interactions, et les leptons qui ne sont pas soumis à l'interaction forte. Les quarks ne peuvent être observés isolément, il sont confinés dans les hadrons dont les états de valence sont soit de trois quarks (baryon), soit d'un quark et d'un antiquark (méson). Trois familles composent les fermions, on parle de *savours*. Elles partagent des caractéristiques identiques à l'exception de la masse. Dans le secteur électrofaible, les particules élémentaires forment des doublets pour les champs de chiralité gauche et des singulets pour les champs de chiralité droite, de sorte que les fermions d'hélicités droite n'interagissent pas avec les bosons de jauge.

	1 ^{re} famille	2 ^e famille	3 ^e famille
quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ u_R, d_R	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ c_R, s_R	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ t_R, b_R
leptons	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$ e_R	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$ μ_R	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$ τ_R

TABLE 1.2 – **Fermions décrits par le modèle standard.** Les particules des trois familles ont les mêmes propriétés, exceptée la masse. Les leptons ne sont pas soumis à l'interaction forte.

Les bosons de jauge sont de spin 1 tandis que le boson de Higgs a un spin nul. Le champ de Higgs est responsable de la masse des bosons de jauge de l'interaction faible comme de celle des

1. En anglais *left-handed chirality*.

fermions. Les états propres de saveurs des quarks — membres des doublets d'isospin faible — ne correspondent pas aux états propres de masse. La rotation permettant de passer d'une base d'états propres à l'autre a été formalisée par MM. Kobayashi et Maskawa [46], étendant le mécanisme à deux saveurs de M. Cabibbo [47]. Il est représenté par la matrice CKM à l'aide de trois angles de mélange et d'une phase qui constituent des paramètres libres du modèle qu'il faut déterminer par l'expérience.

Outre ces quatre paramètres, les trois constantes de couplage des groupes $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ constituent aussi des paramètres libres. La violation de \mathcal{CP} de l'interaction forte, est également associée à un tel paramètre. Les masses des fermions, quarks et leptons chargés — la masse des neutrinos est considérée nulle —, ne sont également pas déterminées. Enfin, le secteur de Higgs comprend deux paramètres : la masse du boson et la constante de couplage.

Le modèle standard, associé au mécanisme de Higgs, comporte donc dix-neuf paramètres libres qu'aucun principe fondamental ne contraint. Ils doivent être déterminés par des mesures expérimentales.

Malgré tous ses succès, le modèle standard ne constitue qu'une théorie effective. Il ne rend pas compte de la masse des neutrinos, bien que des extensions « minimales » puissent l'y intégrer. En outre, l'unification avec la relativité générale reste à réaliser.

1.2.2 Masse des particules dans le modèle standard

Une théorie quantique des champs relativistes de jauge ne peut contenir de terme de masse, qui viendrait briser la symétrie de jauge. Un mécanisme spécifique doit donc lui être ajouté afin de donner une masse aux bosons et, par le couplage de Yukawa, aux fermions, ce que réclament les observations expérimentales. Ce mécanisme associé au modèle standard est le mécanisme de Higgs.

Mécanisme de Brout, Englert et Higgs

Les masses sont générées par la brisure spontanée de la symétrie de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Une brisure spontanée de symétrie consiste en l'existence d'un état fondamental qui ne corresponde pas aux symétries du lagrangien.

Cette brisure de symétrie est réalisée grâce à l'ajout du doublet de Higgs à la théorie, dont il respecte lui-même toutes les symétries. Il s'agit d'un doublet complexe de $SU(2)_L$ de spin nul :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

où Φ^+ et Φ^0 représentent des champs scalaires respectivement chargé et neutre. Les couplages du doublet de Higgs aux champs fermioniques et de jauge du modèle standard imposent qu'on lui associe l'hypercharge 1. Ce nouveau champ ajoute le terme suivant au lagrangien électrofaible initial du modèle standard :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (1.2)$$

dans lequel le potentiel suivant est utilisé pour la brisure de symétrie :

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.3)$$

où λ représente la constante d'auto-couplage des champs de Higgs et μ^2 le paramètre de couplage quadratique. Afin d'assurer la minoration du potentiel, λ doit être négative. La brisure

spontanée de symétrie requiert un paramètre μ^2 négatif, ce qui permet de définir la masse de la particule physique de Higgs comme $m_{Higgs} = \sqrt{-2\mu^2}$.

En négligeant le terme constant $\mu^4/4\lambda$, superfétatoire dans ce cadre, le potentiel de Higgs peut s'écrire :

$$V(\Phi) = \lambda \left(\Phi\Phi^\dagger + \frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2 \quad (1.4)$$

Il est alors évident que le potentiel est minimal pour :

$$\Phi\Phi^\dagger = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (1.5)$$

En théorie quantique des champs, le minimum du potentiel correspond au vide, état d'énergie la plus faible. En outre, seuls les champs scalaires neutres peuvent avoir une valeur non nulle dans le vide [48], appelée *valeur attendue dans le vide* ou VEV¹. Aussi apparaît-il que le champ de Higgs possède une VEV $\langle\Phi\rangle$ non nulle qui ne peut être due qu'à Φ^0 :

$$\langle\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{-\mu^2/\lambda} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Il convient de remarquer que le lagrangien demeure parfaitement symétrique, la symétrie étant brisée uniquement dans le vide, et partant les états physiques obtenus par les degrés excités du champ au-dessus du vide ne présentent plus la symétrie intrinsèque du lagrangien. Il serait en réalité plus approprié de parler de symétrie *cachée* que de symétrie *brisée* [48].

Dans la jauge unitaire, dans laquelle les états physiques apparaissent explicitement, le doublet de Higgs peut s'écrire :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{-\mu^2/\lambda} + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

où $H(x)$ représente le champ associé à la particule physique de Higgs.

En développant l'expression de la densité de lagrangien \mathcal{L}_{Higgs} dans cette même jauge, les termes donnant leur masse aux bosons W et Z apparaissent.

Masse des fermions dans le modèle standard

Dans le modèle standard, la masse des fermions dérive du couplage de Yukawa des champs fermioniques avec le doublet de Higgs. Le terme de masse dans la densité de lagrangien pour un fermion représenté par un champ $\psi = \psi_L + \psi_R$ s'écrit comme suit² :

$$-\mathcal{L}_m = m\bar{\psi}\psi = m \left(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L \right) \quad (1.8)$$

Il en découle qu'un champ doit impérativement présenter des composantes de chiralités gauche et droite faute de ne pouvoir générer un terme de masse. Dans le modèle standard, les champs de fermions gauches sont des doublets de $SU(2)_L$ tandis que les champs droits en sont des singulets. Les termes de type $\bar{\psi}_L\psi_R$ ne sont donc pas invariants sous la symétrie électrofaible. Le couplage avec le doublet de Higgs permet d'y remédier. Les neutrinos de chiralité droite n'étant pas inclus dans le modèle standard, il apparaît immédiatement que leur masse ne

1. Pour l'anglais *vacuum expectation value*.

2. Les champs ψ_L et ψ_R sont obtenus à travers les projecteurs de chiralité qui sont orthogonaux — $\psi_L = P_L\psi$ et $\psi_R = P_R\psi$ —, ce qui entraîne la nullité des termes non croisés de l'équation 1.8.

peut être que nulle dans ce cadre. Des extensions permettant de leur conférer une masse seront présentées par la suite. Nous ne traiterons ici que le cas des leptons.

Les familles de doublets leptoniques sont notées, dans la base des états propres de saveur :

$$L'_{\alpha L} \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{\alpha L} \\ \alpha'_L \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

tandis que les familles de singulets sont notées $\ell'_{\alpha R} \equiv \alpha'_R$, avec $\alpha = e, \mu, \tau$.

La densité de lagrangien représentant le couplage de Yukawa entre le doublet de Higgs et les leptons chargés s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} Y'_{\alpha\beta} \overline{L'_{\alpha L}} \Phi \ell'_{\beta R} + c. h. \quad (1.10)$$

où $c. h.$ désigne le conjugué hermitique de la quantité précédente. La matrice de Yukawa Y'^{ℓ} est une matrice complexe quelconque dans le cas général. Dans la jauge unitaire définie précédemment, le doublet de Higgs prend la forme exprimée équation 1.7 et la densité de lagrangien définissant le couplage de Yukawa pour les fermions devient :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \left(\frac{\sqrt{-\mu^2/\lambda} + H}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} Y'_{\alpha\beta} \overline{\ell'_{\alpha L}} \ell'_{\beta R} + c. h. \quad (1.11)$$

avec $\ell'_{\alpha L} \equiv \alpha'_L$ pour $\alpha = e, \mu, \tau$. Deux composantes se distinguent : le terme proportionnel à la valeur attendue du vide du doublet de Higgs constitue le terme de masse pour le lepton chargé considéré tandis que le terme proportionnel au champ du boson de Higgs définit un couplage trilineaire entre le lepton chargé et ce boson.

Dans le cas général, la matrice de Yukawa est non diagonale dans la base des états propres de saveur ; aussi les champs ℓ' correspondant aux états de saveur des différents leptons chargés n'ont-ils pas de masse définie.

En posant :

$$\ell'_L \equiv \begin{pmatrix} e'_L \\ \mu'_L \\ \tau'_L \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \ell'_R \equiv \begin{pmatrix} e'_R \\ \mu'_R \\ \tau'_R \end{pmatrix}$$

on peut écrire :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \left(\frac{\sqrt{-\mu^2/\lambda} + H}{\sqrt{2}} \right) \ell'_L Y'^{\ell} \ell'_R + c. h. \quad (1.12)$$

On peut alors diagonaliser la matrice de Yukawa :

$$V_L^{\ell\dagger} Y'^{\ell} V_R^{\ell} = Y^{\ell} \quad \text{avec} \quad Y^{\ell} = \text{diag}(y_e^{\ell}, y_{\mu}^{\ell}, y_{\tau}^{\ell})$$

et écrire dans cette base la densité du lagrangien correspondant au couplage de Yukawa avec les leptons chargés :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \left(\frac{\sqrt{-\mu^2/\lambda} + H}{\sqrt{2}} \right) \overline{\ell}_L Y^{\ell} \ell_R + c. h. \quad (1.13)$$

avec :

$$\ell_L = V_L^{\ell\dagger} \ell'_L \equiv \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \ell_R = V_R^{\ell\dagger} \ell'_R \equiv \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix}$$

qui représentent les champs des leptons chargés de masse définie.

La densité du lagrangien s'écrit finalement :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} y_{\alpha}^{\ell} \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \bar{\ell}_{\alpha} \ell_{\alpha} - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} y_{\alpha}^{\ell} \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \bar{\ell}_{\alpha} \ell_{\alpha} H \quad (1.14)$$

où $\ell_{\alpha} = \ell_{\alpha L} + \ell_{\alpha R}$ pour $\alpha = e, \mu, \tau$ sont les champs des leptons chargés dont les masses sont bien définies :

$$l_e \equiv e, \quad l_{\mu} \equiv \mu, \quad l_{\tau} \equiv \tau \quad (1.15)$$

Le premier terme de la densité de lagrangien équation 1.14 correspond au terme de masse des leptons chargés dont les masses valent respectivement par identification (cf. ÉQ. 1.8) pour $\alpha = e, \mu, \tau$:

$$m_{\alpha} = y_{\alpha}^{\ell} \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad (1.16)$$

1.2.3 Extensions au modèle standard

Le champ correspondant à un neutrino droit n'est pas défini dans le modèle standard. Aussi faut-il, au vu des considérations sur la masse des leptons qui précèdent, effectuer des extensions du modèle afin d'intégrer un mécanisme permettant de donner une masse aux neutrinos. Trois cas seront présentés : la description comme une particule de Dirac ou bien de Majorana, puis un exemple du cas général pour lequel il s'agit d'une combinaison des deux.

Masse de Dirac

Des champs de neutrinos de chiralité droite sont introduits afin de donner aux neutrinos une masse par le même mécanisme qu'aux autres leptons, on parle en général d'extension « minimale » du modèle standard. Remarquons que cette introduction est séduisante : elle rétablit la symétrie du modèle entre quarks et leptons, les neutrinos étant la seule particule pour laquelle un champ droit n'est pas défini. Afin de satisfaire la théorie de l'interaction faible et les observations expérimentales, les champs ajoutés doivent être des singulets de $SU(2)_L$ d'hypercharge nulle. Ils ne couplent à aucune interaction du modèle standard — forte, faible ou électromagnétique. On les qualifie de particules *stériles*.

Trois champs de neutrinos de chiralité droite sont introduits, correspondant aux trois champs gauches décrivant les trois leptons neutres physiques. On ajoute à la densité de lagrangien décrivant le couplage de Yukawa des leptons avec le doublet de Higgs, le terme suivant, exprimé dans la jauge unitaire :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa},\nu} = - \left(\frac{\sqrt{-\mu^2/\lambda} + H}{\sqrt{2}} \right) \bar{\nu}'_L Y^{\nu} \nu'_R + c. h. \quad (1.17)$$

avec la notation suivante :

$$\nu'_R \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{eR} \\ \nu'_{\mu R} \\ \nu'_{\tau R} \end{pmatrix}$$

La matrice de Yukawa des neutrinos Y^{ν} peut être diagonalisée :

$$Y^{\nu} = V_L^{\nu\dagger} Y^{\nu} V_R^{\nu} \quad \text{avec} \quad Y^{\nu} = \text{diag} (y_1^{\nu}, y_2^{\nu}, y_3^{\nu})$$

pour définir les champs de neutrinos massifs :

$$\mathbf{n}_L = V_L^{\nu\dagger} \boldsymbol{\nu}'_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \nu_{2L} \\ \nu_{3L} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{n}_R = V_R^{\nu\dagger} \boldsymbol{\nu}'_R \equiv \begin{pmatrix} \nu_{1R} \\ \nu_{2R} \\ \nu_{3R} \end{pmatrix}$$

En omettant les termes de couplage trilinéaire avec le boson de Higgs, la densité de lagrangien du couplage de Yukawa des fermions avec le doublet de Higgs s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} y_{\alpha}^{\ell} \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \bar{\ell}_{\alpha} \ell_{\alpha} - \sum_{k=1}^3 y_k^{\nu} \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \bar{\nu}_k \nu_k \quad (1.18)$$

où les champs $\nu_k \equiv \nu_{kL} + \nu_{kR}$ représentent les champs de neutrinos de Dirac dont la masse est bien définie. Cette densité de lagrangien permet d'identifier la masse conférée aux neutrinos :

$$m_k = y_k^{\nu} \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad \text{pour} \quad k = 1, 2, 3 \quad (1.19)$$

Masse de Majorana

Pour un champ de fermion $\psi = \psi_L + \psi_R$, l'équation de Dirac $(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi = 0$ est équivalente au système d'équations suivant [49] :

$$\begin{cases} i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_L = m\psi_R \\ i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_R = m\psi_L \end{cases} \quad (1.20)$$

Pour une particule de Dirac, ψ_L et ψ_R sont des spineurs indépendants à deux composantes, reliés par l'équation 1.20. Dans le cas des neutrinos du modèle standard, supposés sans masse, les équations sont découplées :

$$\begin{cases} i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\nu_L = 0 \\ i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\nu_R = 0 \end{cases} \quad (1.21)$$

et ils peuvent être décrits par un unique champ chirale, gauche pour les neutrinos du modèle standard, à deux composantes indépendantes — et non quatre comme pour les fermions massiques. On parle de *spineurs de Weyl*.

Dans le cas d'une particule de Majorana [50], ψ_L et ψ_R ne sont pas indépendants, bien que respectant toujours la relation 1.20. Pour ce faire, la relation imposée dérive de ce dernier système, qui se réduit en une seule équation à condition de poser :

$$\psi_R = \xi \mathcal{C} \bar{\psi}_L^T = \eta \mathcal{C} (\psi_L)^{\mathcal{C}} \quad (1.22)$$

où \mathcal{C} représente la matrice de conjugaison de charge. La phase ξ peut être absorbée par ψ_L et une phase $\eta_{\mathcal{C}}$ appropriée est choisie¹ de sorte que la conjugaison particule-antiparticule coïncide avec la conjugaison de charge :

$$\psi_R = (\psi_L)^{\mathcal{C}} = \mathcal{C} \bar{\psi}_L^T \quad (1.23)$$

1. Celle-ci n'ayant pas de signification physique pour les neutrinos, elle peut être choisie arbitrairement [51].

Le champ d'une particule de Majorana s'écrit donc :

$$\psi = \psi_L + (\psi_L)^c \quad (1.24)$$

d'où découle :

$$\psi = \psi^c \quad (1.25)$$

Cette dernière relation impose que particule et antiparticule soient confondues. Plus précisément, dans notre cadre, cela signifie que neutrinos et antineutrinos sont une même particule dans des états de chiralité opposés. Ceci n'est bien entendu envisageable que pour une particule neutre et il apparaît alors que le neutrino constitue la seule particule élémentaire du modèle standard susceptible de correspondre à une particule de Majorana.

Les spineurs de Majorana ne comportent donc que deux composantes et ne nécessitent pas l'introduction de la notion d'antiparticule comme pour une particule de Dirac. La raison pour laquelle cette description n'est pas compatible avec le modèle standard est un peu plus subtile que dans le cas des neutrinos de Dirac massiques. L'introduction de neutrinos de Majorana implique la violation de la conservation du nombre $B - L$, où B et L représentent les nombres baryonique et leptonique. Or cette conservation ne peut être violée dans le modèle standard, même de manière non perturbative [52].

Pour trois saveurs de neutrinos, le terme de masse de la densité de lagrangien peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Majorana}} &= -\frac{1}{2} \left((\nu'_L)^c M \nu'_L + \overline{\nu'_L} M^\dagger (\nu'_L)^c \right) \\ &= -\frac{1}{2} \left(\nu'^T_L \mathcal{C} M \nu'_L + \overline{\nu'_L} \mathcal{C} M^\dagger \overline{\nu'_L}^T \right) \end{aligned} \quad (1.26)$$

où $\nu'_L = (\nu'_{eL}, \nu'_{\mu L}, \nu'_{\tau L})^T$. La matrice M décrivant la masse de Majorana est une matrice complexe 3×3 symétrique.

Les masses des particules de Dirac et de Majorana ont les mêmes propriétés cinématiques ; en particulier, la relation entre énergie, impulsion et masse est identique. La double décroissance β sans émission de neutrino constituerait une preuve de la nature de Majorana des neutrinos. Les expériences d'oscillations ne sont quant à elles pas sensibles à la nature de la masse des neutrinos (cf. section 1.3.2).

Cas général

Deux mécanismes ont été présentés permettant de conférer une masse aux neutrinos. Il s'agit en quelque sorte de cas « extrêmes », le cas général constituant une combinaison des deux. Plus précisément, si les deux champs ν_L et ν_R existent, le terme de masse de la densité de lagrangien peut s'écrire comme la somme des contributions des masses de Dirac et de Majorana :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}}^{D+M} = \mathcal{L}_{\text{masse}}^D + \mathcal{L}_{\text{masse}}^{M-L} + \mathcal{L}_{\text{masse}}^{M-R} \quad (1.27)$$

En supposant qu'il y ait N_s champs de neutrinos stériles droits ν_{sR} , avec $s = \{s_1, \dots, s_N\}$, en plus des trois champs de neutrinos gauches actifs ν'_{eL} , $\nu'_{\mu L}$ et $\nu'_{\tau L}$ ¹, on peut écrire les termes de masse de Majorana et de Dirac comme suit :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}}^D = \overline{\nu'_L} M_D^\dagger \nu_R + c. h. \quad (1.28)$$

$$\mathcal{L}_{\text{masse}}^{M-L} = -\frac{1}{2} \nu'^T_L \mathcal{C} M_L \nu'_L + c. h. \quad (1.29)$$

$$\mathcal{L}_{\text{masse}}^{M-R} = -\frac{1}{2} \nu_R^T \mathcal{C} M_R^\dagger \nu_R + c. h. \quad (1.30)$$

1. La notation *prime* indique un état de saveur. Les champs des neutrinos actifs nécessitent en effet une redéfinition pour diagonaliser l'expression du courant chargé faible leptonique entrant dans la densité de lagrangien décrivant l'interaction faible. Ce n'est pas le cas pour les champs de neutrinos stériles.

dans lesquelles M_D est une matrice complexe $3 \times N_s$ quand M_L et M_R représentent des matrices complexes symétriques respectivement 3×3 et $N_s \times N_s$.

On peut alors définir la matrice colonne \mathbf{N}'_L de taille $N = 3 + N_s$:

$$\mathbf{N}'_L \equiv \begin{pmatrix} \nu'_L \\ \nu'_R \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

de sorte que le terme de masse Dirac–Majorana de la densité de lagrangien puisse s'exprimer :

$$\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = -\frac{1}{2} \mathbf{N}'_L{}^T \mathcal{C} M_{D+M} \mathbf{N}'_L + c. h. \quad (1.32)$$

avec M_{D+M} une matrice symétrique $N \times N$:

$$M_{D+M} = \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D^T & M_R \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Après diagonalisation de la matrice M_{D+M} :

$$\mathcal{M} = (V_L^\nu)^T M_{D+M} V_L^\nu \quad \text{avec} \quad \mathcal{M} = \text{diag}(m_k)_{1 \leq k \leq N}$$

les champs de saveur de chiralité gauche peuvent s'exprimer comme une combinaison linéaire de N champs gauches aux masses bien définies :

$$\mathbf{N}'_L = V_L^\nu \mathbf{n}_L \quad \text{avec} \quad \mathbf{n}_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \vdots \\ \nu_{NL} \end{pmatrix}$$

L'on peut également définir la matrice colonne \mathbf{n} de champs de neutrinos de Majorana massiques :

$$\mathbf{n} \equiv \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \vdots \\ \nu_N \end{pmatrix}$$

dans laquelle :

$$\nu_k = \nu_{kL} + \nu_{kL}^{\mathcal{C}} \quad \text{et} \quad \nu_k^{\mathcal{C}} = \nu_k \quad \text{pour} \quad 1 \leq k \leq N$$

La densité de lagrangien devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{masse}^{D+M} &= -\frac{1}{2} \mathbf{n}_L^T \mathcal{C} \mathcal{M} \mathbf{n}_L + c. h. \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{k=1}^N m_k \nu_{kL}^T \mathcal{C} \nu_{kL} + c. h. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Il est remarquable que dans le cas général, la combinaison Dirac–Majorana conduit à décrire le terme de masse comme dans le cas de particules de Majorana massiques.

Mécanisme de la bascule

Si des extensions minimales au modèle standard permettent de conférer une masse aux neutrinos, cela n'explique pas la faiblesse de celle-ci. On pourra toujours arguer que le modèle standard ne détermine aucune masse, les laissant comme paramètres libres. Cependant les valeurs des constantes de couplages de Yukawa, déterminant la masse des fermions, devraient être inférieures de plusieurs ordres de grandeur pour les neutrinos comparées à celle des leptons chargés. Mais surtout, alors que les variations des masses des leptons chargés ne dépassent pas deux ordres de grandeur entre les différentes familles, celles des neutrinos varient dans des proportions bien plus importantes, semblant indiquer un mécanisme sous-jacent différent.

Le mécanisme dit de *la bascule* permet d'expliquer de manière élégante la faiblesse de la masse des neutrinos actifs par la présence de neutrinos stériles de masses très élevées, les « annulant » en quelque sorte. Le mécanisme de la bascule peut être facilement introduit dans une extension minimale du modèle standard comportant des neutrinos droits stériles.

En reprenant l'expression de la matrice des masses donnée par l'équation 1.33, et en supposant que $M_L = 0$, on peut écrire :

$$M_{M+D} = \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_R \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

À cela s'ajoute une hypothèse supplémentaire : les éléments de la matrice de Majorana des neutrinos droits M_R sont très supérieurs à ceux de la matrice de Dirac M_D . Ces deux postulats se fondent sur les considérations suivantes : M_L est interdite par les symétries du modèle standard¹ tandis que M_R est générée par une physique au-delà de ce même modèle, à des échelles d'énergie supposées bien plus grandes.

Dans ce cas, la matrice M_{D+M} est diagonalisable par blocs, en négligeant certaines corrections :

$$W^T M_{D+M} W \simeq \begin{pmatrix} M_{\text{légers}} & 0 \\ 0 & M_{\text{lourds}} \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

où les matrices $M_{\text{légers}}$ et M_{lourds} sont respectivement de tailles 3×3 et $N_s \times N_s$. Les équations suivantes les relient aux matrices M_D et M_R initiales :

$$M_{\text{légers}} \simeq -M_D (M_R)^{-1} M_D^T \quad \text{et} \quad M_{\text{lourds}} \simeq M_R \quad (1.37)$$

Les valeurs propres de ces deux matrices déterminent les masses respectives des trois neutrinos légers et des N_s neutrinos lourds. La diagonalisation de la matrice de masse effective $M_{\text{légers}}$ conduit à trois neutrinos de Majorana légers, composés principalement des neutrinos actifs ν_L et de faibles mélanges avec les neutrinos stériles ν_R . À l'inverse, celle de M_{lourds} génère N_s neutrinos de Majorana lourds, principalement composés des neutrinos stériles ν_R . Il est important de remarquer qu'une masse de Majorana est conférée aux neutrinos actifs bien que M_L soit nulle, comme c'est le cas dans le modèle standard.

Dans le cas général, les valeurs des masses des neutrinos légers ainsi que leurs rapports entre elles peuvent varier significativement suivant la configuration. De manière générale, pour que le mécanisme de la bascule soit valable, il faut que toutes les valeurs propres de M_R soient grandes devant celles de M_D . Deux cas plus simples sont souvent rencontrés : le cas où M_R est diagonale et le cas $N_s = 3$. Ces considérations ne seront pas développées ici, le lecteur pourra se reporter à [53].

Dans le cas général, on peut remarquer que plus les neutrinos stériles sont massifs, plus les neutrinos actifs sont légers. C'est à ce phénomène que ce mécanisme doit son nom de *bascule*².

1. C'est-à-dire qu'une matrice M_L non nulle entraîne des violations de symétrie.

2. Traduction de l'anglais « *see-saw* ».

1.3 Oscillation des neutrinos

Conférer une masse aux neutrinos autorise le mélange des saveurs et permet d'envisager le mécanisme de leurs oscillations. Le cas des oscillations dans la matière ne sera pas développé ici, étant sans objet dans le cadre des expériences à faible distance de propagation. La prise en compte des effets de matière se révèle en revanche capitale pour le calcul du flux des neutrinos solaires, et pour les expériences auprès d'accélérateurs, où les neutrinos se propagent à travers la Terre sur plusieurs centaines de kilomètres.

1.3.1 Mélange des saveurs de neutrinos

Le terme de masse ajouté à la densité de lagrangien induit un mélange entre saveurs, comme dans le cas des quarks, qu'il s'agisse de particules de Dirac et du couplage de Yukawa avec le doublet de Higgs, de particules de Majorana, ou bien encore d'une combinaison des deux.

Les états propres de saveur et de masse ne coïncidant pas, une matrice de mélange U les relie de sorte que les premiers s'expriment comme une combinaison linéaire des seconds :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

La matrice de mélange U est donnée par les matrices de passage permettant de diagonaliser les matrices de Yukawa des leptons chargés et le terme équivalent dans la densité de lagrangien conférant leurs masses aux neutrinos — que ce soit également une matrice de Yukawa dans le cas d'une particule de Dirac ou une matrice de masse de Majorana sinon¹.

La matrice U est donc une matrice unitaire, on la nomme communément Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata ou U_{PMNS} et s'écrit :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

Comme matrice unitaire de taille 3×3 , U_{PMNS} contient neuf coefficients indépendants qui se divisent en trois angles de mélanges et six phases, parmi lesquelles cinq correspondent à des paramètres non physiques qui peuvent être absorbées en redéfinissant astucieusement les phases des champs leptoniques. Restent finalement quatre paramètres, trois angles de mélange et une phase. Plusieurs écritures de la matrice de mélange sont possibles, mais un choix judicieux de ses paramètres et de sa décomposition peuvent grandement éclairer sa structure. C'est le cas de la représentation usuelle de la matrice U_{PMNS} , dans laquelle $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, qui permet d'isoler trois régimes bien identifiés qui seront détaillés par la suite :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

et dont la forme développée est la suivante :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

1. Seuls les cas des neutrinos purement de Dirac ou purement de Majorana seront traités, c'est-à-dire les cas où la matrice U est une matrice 3×3 . La généralisation à une matrice U de taille $3 \times N_s$ ne sera pas présentée.

Dans le cas de neutrinos de Majorana, deux phases ne peuvent plus être absorbées par la redéfinition des champs de neutrinos qui ne sont pas invariants sous la symétrie $U(1)$ ¹, et la matrice de mélange s'écrit :

$$U_{PMNS}^{Majorana} = U_{PMNS}^{Dirac} \cdot \text{diag}(1, e^{i\alpha}, e^{i\beta}) \quad (1.42)$$

Il est important de noter que ces phases n'affectent pas la probabilité d'oscillation.

1.3.2 Formalisme des oscillations

L'oscillation constitue un phénomène de mécanique quantique dû aux interférences des différents neutrinos massiques qui sont produits et détectés de manière cohérente à cause de leurs très faibles écarts de masse. Sa première représentation théorique satisfaisante remonte au milieu des années soixante-dix [54, 55, 56] dans l'approximation des ondes planes. De très nombreuses contributions ont été apportées depuis, permettant de dériver la probabilité d'oscillation de manière covariante, ou bien dans le cadre de la théorie quantique des champs et le formalisme du paquet d'onde. Bien que les hypothèses sur lesquelles reposent ces calculs soient différentes, ils conduisent à la même expression de la probabilité d'oscillation.

Une théorie « standard » sera présentée ici, reposant sur [57]. Pour davantage de développements, le lecteur pourra se reporter à l'excellent ouvrage de MM. Giunti et Kim [58].

La dérivation de la probabilité d'oscillation repose sur deux hypothèses :

- les neutrinos sont des particules ultra-relativistes,
- la durée de propagation t est assimilée à la distance L parcourue.

La première est tout à fait justifiée : la masse des neutrinos est inférieure à l'électronvolt, tandis que seuls les neutrinos d'énergies supérieures à la centaine d'électronvolts peuvent être détectés. La seconde hypothèse découle de la première. Cependant, pour la justifier correctement, il faut traiter les neutrinos massiques comme des paquets d'ondes. Ce faisant, l'on peut montrer que la correction à apporter à l'hypothèse $t = L$ est totalement négligeable [57].

En adoptant les notations de la mécanique quantique, un neutrino de saveur α et d'impulsion \vec{p} produit par une interaction par courant chargé est décrit par un état de saveur qui peut s'exprimer en fonction des états de masse :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad \text{avec} \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.43)$$

Cette relation se justifie par l'expression de la densité du lagrangien décrivant cette interaction. En réalité, l'amplitude de production et de détection des neutrinos massiques ν_k dépend de leurs différentes masses. Cependant, pour des particules ultra-relativistes, les coefficients additionnels peuvent être négligés [57].

Dans le cadre de l'approximation des ondes planes, les états des neutrinos massiques $|\nu_k\rangle$ sont les valeurs propres de l'hamiltonien associées aux énergies propres E_k . Leur évolution dans le temps et leur propagation dans l'espace est par conséquent décrite par l'équation de Dirac qui a pour solution :

$$|\nu_k(x, t)\rangle = e^{-i(E_k t - p_k x)} |\nu_k\rangle \quad (1.44)$$

L'état propre de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ décrit un neutrino de saveur α définie, produit à l'instant $t = 0$ et à la position $x = 0$. Les équations 1.43 et 1.44 donnent son évolution dans l'espace et le

1. C'est-à-dire les transformations $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$ et $\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}e^{-i\alpha}$.

temps :

$$|\nu_\alpha(x,t)\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k x)} |\nu_k\rangle \quad (1.45)$$

La matrice U étant unitaire, la relation donnée par l'équation 1.43 peut s'inverser comme suit :

$$|\nu_k\rangle = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle \quad \text{pour } k = 1, 2, 3 \quad (1.46)$$

La propagation d'un état propre de saveur s'exprime alors :

$$|\nu_\alpha(x,t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left(\sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k x)} U_{\beta k} \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.47)$$

où l'évolution spatio-temporelle du neutrino de saveur α est décrite comme une superposition cohérente des différents états de saveur. La formule suivante donne alors la probabilité de transition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(x,t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x,t) \rangle|^2 = \left| \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k x)} U_{\beta k} \right|^2 \quad (1.48)$$

En considérant $t = x = L$, la phase s'écrit :

$$E_k t - p_k x = (E_k - p_k) L = \frac{E_k^2 - p_k^2}{E_k + p_k} L = \frac{m_k^2}{E_k + p_k} L \quad (1.49)$$

Pour une particule ultra-relativiste $E = p$, on peut d'autre part considérer que $E_k \simeq E$ et écrire la probabilité de transition en fonction de la distance de propagation et de l'énergie :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L,E) = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp \left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2 E} \right) \quad (1.50)$$

dans laquelle $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$. Il apparaît alors que la probabilité de transition de saveur présente un caractère oscillatoire, dont l'amplitude est déterminée par les coefficients de la matrice de mélange U_{PMNS} et la phase par les constantes physiques que sont les écarts de masse au carré Δm_{kj}^2 ainsi que par l'énergie et la distance de propagation des neutrinos — c'est-à-dire par les conditions expérimentales.

On peut également exprimer la probabilité de transition en isolant un terme constant :

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L,E) &= \sum_{k=1}^3 |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 \\ &+ 2 \Re \left[\sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp \left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2 E} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.51)$$

et définir la longueur typique d'oscillation comme suit :

$$L_{kj}^{osc} = \frac{4 \pi E}{\Delta m_{kj}^2} \quad (1.52)$$

Un calcul complet dans le cadre de la théorie quantique des champs avec traitement du paquet d'onde dans le vide conduit à la probabilité d'oscillation suivante :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{k=1}^3 |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2 \Re \left[\sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp \left(-2\pi i \frac{L}{L_{kj}^{osc}} - \left(\frac{L}{L_{kj}^{coh}} \right)^2 - 2\pi^2 \kappa \left(\frac{\sigma_x}{L_{kj}^{osc}} \right)^2 \right) \right]$$

avec L_{kj}^{coh} la longueur de cohérence des interférences définissant les oscillations :

$$L_{kj}^{coh} = \frac{4\sqrt{2\omega} E^2}{\Delta m_{kj}^2} \sigma_x \quad (1.53)$$

et σ_x la largeur totale de cohérence spatiale définie comme la somme quadratique des largeurs de cohérence des processus de production et de détection. Les variables κ et ω , dépendant des mêmes processus, sont de l'ordre de l'unité.

Cette relation donne la même expression de la phase des oscillations et conserve la probabilité obtenue dans le cas de l'approximation des ondes planes, à l'exception de l'ajout de deux termes :

- un terme traduisant la décohérence des paquets d'onde $\exp[-(L/L_{kj}^{coh})^2]$ qui supprime l'oscillation due à Δm_{kj}^2 quand $L \gtrsim L_{kj}^{coh}$,
- un terme de localisation $\exp[-2\pi^2 \kappa (\sigma_x/L_{kj}^{osc})^2]$ supprimant l'oscillation due à Δm_{kj}^2 quand $\sigma_x \gtrsim L_{kj}^{osc}$.

Le premier phénomène provient de vitesses de groupe différentes pour les paquets d'ondes qui impliquent l'existence d'une longueur de cohérence au-delà de laquelle ceux-ci ne se recouvrent plus lors de la détection, supprimant les oscillations. Dans ce cas, seul demeure le terme constant :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{incohérente}(L, E) = \sum_{k=1}^3 |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 \quad (1.54)$$

Le phénomène de localisation traduit le fait que pour observer les interférences entre les composantes ν_k et ν_j , les processus de production et de détection doivent être localisés dans une échelle bien inférieure à la longueur d'oscillation L_{kj}^{osc} . En pratique, cette condition est toujours vérifiée dans les expériences d'oscillations. Il convient ici de remarquer qu'il s'agit bien de la localisation des phénomènes physiques de production et de détection, microscopiques, et non des étendues de la source ou du détecteur, macroscopiques.

Les probabilités de transition satisfont bien les propriétés de conservation des probabilités :

$$\sum_{\beta} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = 1 \quad \text{et} \quad \sum_{\alpha} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = 1 \quad (1.55)$$

Dans l'équation 1.50, les parties réelles et imaginaires de l'amplitude de la probabilité d'oscillation $U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*$ peuvent être séparées. On montre alors que :

$$\sum_{k=1}^3 |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 = \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} \Re \left[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right] \quad (1.56)$$

permettant d'écrire la probabilité d'oscillation comme suit :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} \Re \left[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4 E} \right) + 2 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} \Im \left[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right] \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2 E} \right) \quad (1.57)$$

Dans le modèle standard, la symétrie $\mathcal{CP}\mathcal{T}$ est supposée conservée, permettant de dériver la probabilité d'oscillation des antineutrinos de celle des neutrinos¹ :

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(L, E) = P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) \quad (1.58)$$

de sorte que :

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} \Re \left[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4 E} \right) - 2 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} \Im \left[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right] \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2 E} \right) \quad (1.59)$$

À partir de l'équation 1.57, la probabilité de survie d'une saveur donnée s'exprime simplement :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) = 1 - 4 \sum_{k=2}^3 \sum_{j=1}^{k-1} |U_{\alpha k}|^2 |U_{\alpha j}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4 E} \right) \quad (1.60)$$

Lorsque les neutrinos se propagent dans la matière, ces probabilités de transition et de survie sont modifiées. Dans ce cas, ils peuvent en effet interagir avec les électrons et les nucléons du milieu. En particulier, si toutes les saveurs peuvent interagir par courant neutre, seul le neutrino électronique peut interagir dans la matière par courant chargé, celle-ci ne contenant que des fermions de la première famille. Les différentes saveurs ne sont donc pas affectées de la même manière. Un potentiel supplémentaire, dépendant de la densité des électrons dans le milieu de propagation, s'ajoute à l'hamiltonien décrivant l'interaction. Il en résulte une matrice de mélange effective, incorporant un déphasage additionnel induit entre les différents états de propagation. Cet effet de matière MSW ne sera pas développé.

1.3.3 Oscillations à deux saveurs

En pratique, les écarts de masses au carré en jeu dans les probabilités d'oscillations sont tels que dans les conditions expérimentales, les oscillations dues à l'un de ces écarts de masse peuvent être négligées ; ce qui revient à négliger le couplage de la saveur considérée avec l'un des neutrinos massiques. Ceci conduit à reprendre le formalisme précédent, en se limitant à la modélisation de deux saveurs².

La matrice de mélange étant une matrice de rotation, elle peut être paramétrée avec un seul angle de mélange :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (1.61)$$

1. On pourrait également faire le même calcul qui a été fait précédemment.

2. Ces deux saveurs peuvent correspondre à une unique saveur pure ou bien à une combinaison linéaire de saveurs pures.

Elle relie les deux états de saveurs α et β aux deux états de masse :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.62)$$

La probabilité de transition devient, pour $\alpha \neq \beta$:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left[1 - \cos\left(\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right) \right] \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \end{aligned} \quad (1.63)$$

où $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ représente la différence des masses au carré.

De même pour la probabilité de survie :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.64)$$

Il est courant d'exprimer ces probabilités de transition et de survie dans les unités usuelles des expériences auprès de réacteurs :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]}\right) \quad (1.65)$$

ou bien pour les expériences auprès d'accélérateurs avec L en km et E en GeV.

La simplicité de cette formule est à comparer avec la même grandeur dans le cas d'un formalisme à trois saveurs :

$$\begin{aligned} P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{E}\right) \\ &\quad - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{E}\right) \\ &\quad + \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m_{31}^2 L}{E}\right) \\ &\quad - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2\left(1,27 \frac{(\Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2) L}{E}\right) \end{aligned} \quad (1.66)$$

On pourra vérifier que compte tenu des valeurs des écarts de masses au carré Δm_{21}^2 et Δm_{31}^2 ainsi que des énergies et distances en jeu dans les différentes expériences, la formule 1.66 se ramène bien à la formule 1.65.

Chapitre 2

Situation expérimentale : masses et paramètres de mélange

First you guess. [...] Then you compute the consequences. Compare the consequences to experience. If it disagrees with experience, the guess is wrong. In that simple statement is the key to science. It doesn't matter how beautiful your guess is or how smart you are or what your name is. If it disagrees with experiment, it's wrong.

Richard P. FEYNMAN¹

SI l'observation clairement établie de l'oscillation des neutrinos a pu démontrer il y a une quinzaine d'années que ceux-ci étaient bien dotés d'une masse, de nombreuses questions demeurent. L'extrême faiblesse de leur section efficace d'interaction constitue un défi et un frein pour les expérimentateurs, laissant ouvertes plusieurs possibilités quant à leur nature.

En particulier, le mécanisme conférant une masse au neutrino n'est pas déterminé : s'agit-il de particules de Dirac ou de Majorana ? L'échelle absolue des masses des neutrinos reste elle aussi incertaine, les oscillations ne renseignant en effet que sur les écarts entre différents états de masse. En outre, la hiérarchie de ces différents états de masse n'est pas connue : les états de masse que l'usage a consacrés pourraient être classés par masses croissantes comme il pourrait en être autrement. On parle respectivement de hiérarchies *normale* ou *inversée*.

D'autre part, si le modèle standard s'accommode très bien de neutrinos massiques grâce à des extensions minimales, celui-ci ne fournit aucune contrainte quant à la valeur des paramètres de la matrice de mélange en résultant — tout comme d'ailleurs dans le secteur des quarks. Les angles de mélange doivent être mesurés expérimentalement.

Quelques « anomalies » expérimentales demeurent également dans le secteur des neutrinos, c'est-à-dire des données expérimentales que ne peuvent expliquer les théories courantes, en l'occurrence le modèle standard et ses extensions minimales.

La valeur de la phase de violation de \mathcal{CP} demeure également inconnue, une valeur non nulle signifiant une violation dans le domaine des neutrinos, qui n'a pour l'instant pas été observée. La mesure récente de la valeur non nulle de l'angle de mélange θ_{13} ouvre la porte à une telle violation.

Aussi l'activité autour des neutrinos est-elle intense, dans le domaine théorique aussi bien qu'expérimental.

1. R. P. FEYNMAN à ses étudiants, dans une émission diffusée par la chaîne PBS : *The Best Mind Since Einstein*.

2.1 Paramètres des oscillations de saveurs

Les expériences d'oscillations des neutrinos se répartissent en deux catégories : celles qui étudient la disparition d'une saveur donnée dans le flux provenant d'une source émettrice connue, et celles qui cherchent à mettre en évidence l'apparition d'une saveur donnée dans le flux provenant d'une source dont cette saveur est *a priori* absente. Elles fournissent des mesures de l'amplitude des oscillations liée aux angles de mélanges θ_{ij} et de la fréquence des oscillations, reliée aux écarts de masses au carré Δm_{ij}^2 .

Une autre classification apparaît lorsque les énergies et les distances de propagation propres à chaque expérience sont prises en compte. En fonction de la valeur du terme de la phase de l'oscillation, liée à Δm_{ij}^2 et au rapport L/E (cf. section 1.3.2, ÉQ. 1.50), la sensibilité à un écart de masses particulier apparaît, les autres pouvant, en général, être négligés en raison d'une séparation d'un facteur trente environ des écarts de masses au carré. Le formalisme à deux saveurs décrit alors les oscillations de manière satisfaisante. On distingue donc les expériences destinées à étudier le secteur des neutrinos solaires, gouverné par Δm_{21}^2 et θ_{12} , celui des neutrinos atmosphériques, régi par Δm_{32}^2 ¹ et θ_{23} , et enfin celui dominé par θ_{13} et Δm_{31}^2 , celui des neutrinos de réacteurs entre autres. Les dénominations de *solaire* et *atmosphérique* associées aux régimes de l'oscillation proviennent du fait que les paramètres de distance et d'énergie de ces deux sources de neutrinos sont parfaitement adaptés à leur observation sur Terre.

D'autre part, afin que l'expérience présente une bonne sensibilité à l'oscillation, le rapport L/E doit satisfaire certaines contraintes vis-à-vis du Δm^2 du secteur considéré. En effet (cf. section 1.3.2, ÉQ. 1.50 & 1.51) :

- si $E/L \gg \Delta m^2$, c'est-à-dire si $L \ll L^{osc}$, les oscillations ne se sont pas encore développées et $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \simeq 0$ dans le cas d'une expérience d'apparition ($P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} \simeq 1$ dans le cas d'une expérience de disparition),
- si $E/L \ll \Delta m^2$, c'est-à-dire si $L \gg L^{osc}$, les oscillations sont moyennées par la résolution en énergie et la résolution de la reconstruction spatiale du détecteur si bien que la probabilité d'oscillation s'écrit respectivement dans le cas d'apparition ou de disparition :

$$\langle P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \rangle = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 \quad \text{ou} \quad \langle P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} \rangle = 1 - \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 \quad (2.1)$$

- si la phase est proche de $\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire $L \simeq L^{osc}/4$ alors l'amplitude de l'oscillation est proche de son maximum.

2.1.1 Neutrinos solaires

Une émission intense de neutrinos accompagne les réactions nucléaires se produisant dans le Soleil et que décrit le modèle standard du Soleil [59]. De nombreuses expériences ont étudié le flux des neutrinos solaires dans les dernières décennies. Toutes ont révélé un déficit du taux de neutrinos de saveur électronique détecté.

De l'expérience dans la mine de Homestake [39] sur une cible de chlore, à celles menées à Kamioka [60, 61] avec une cible constituée d'hydrogène, en passant par SAGE [62], GALLEX [63] et GNO [64] utilisant une cible de gallium, les techniques de détection employées ne permettent de détecter que la saveur électronique. L'interprétation des observations repose alors non seulement sur une juste estimation du flux émis, mais également sur une bonne modélisation des phénomènes d'oscillations de saveur. Afin de s'en affranchir, la détection de toutes les saveurs s'avère nécessaire. L'expérience SNO [65] utilise par conséquent une cible d'eau lourde (D_2O), permettant de détecter :

1. La faiblesse de Δm_{21}^2 devant les autres écarts de masse au carré conduit à considérer que $\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{31}^2$. Par convention, il est d'usage de ne pas utiliser Δm_{32}^2 dans le formalisme des oscillations de neutrinos.

- les neutrinos électroniques par courant chargé : $\nu_e + D \rightarrow p + p + e^-$,
- toutes les saveurs par courant neutre : $\nu_\alpha + D \rightarrow n + p + \nu_\alpha$,
- toutes les saveurs par diffusions élastiques sur l'électron.

L'analyse des données montre que la saveur électronique représente environ un tiers seulement du flux total de neutrinos détecté. D'autre part, ce flux total, toutes saveurs confondues, se trouve en bon accord avec les prédictions du modèle standard du Soleil (cf. FIG. 2.1).

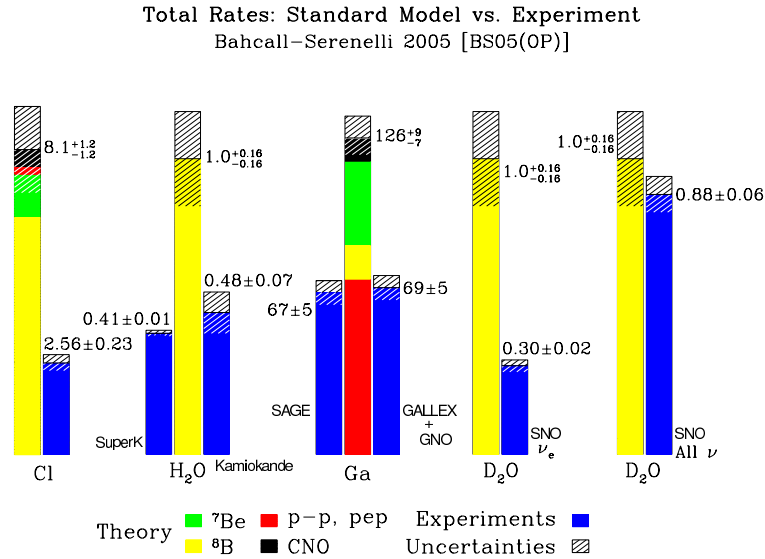


FIGURE 2.1 – **Comparaisons des taux de détection de neutrinos solaires observés et prédits.** Différentes techniques expérimentales ont été utilisées pour être sensible à la plus large part du spectre, concentré à basse énergie. Seule la mesure avec l'eau lourde en courant neutre, sensible à toutes les saveurs, se trouve en accord avec les prédictions [66].

L'expérience KamLAND [67] étudie la disparition des neutrinos de saveur électronique à une distance moyenne de 175 km des réacteurs nucléaires japonais¹. Le rapport L/E place cette expérience dans le régime d'oscillations dit *solaire*, sensible à Δm_{21}^2 et θ_{12} . Alors que les expériences d'observation des neutrinos solaires contraignent bien le second paramètre mais moins le premier, c'est l'inverse pour l'étude des neutrinos de réacteurs à longue distance de propagation (cf. FIG. 2.2).

La détermination de Δm_{21}^2 par la collaboration KamLAND montre que l'oscillation dans le vide ne peut expliquer la disparition de plus de la moitié des neutrinos électroniques solaires, permettant de mettre en évidence les effets de matière dans le Soleil.

La combinaison de ces différentes expériences conduit à une mesure précise des paramètres des oscillations [69] :

$$\Delta m_{21}^2 = 7,58^{+0,22}_{-0,26} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \text{et} \quad \sin^2 \theta_{12} = 0,304^{+0,022}_{-0,016} \quad (2.2)$$

1. La prise de données correspondant à cette analyse remonte aux années deux mille, lorsque l'ensemble des réacteurs japonais était encore en fonctionnement.

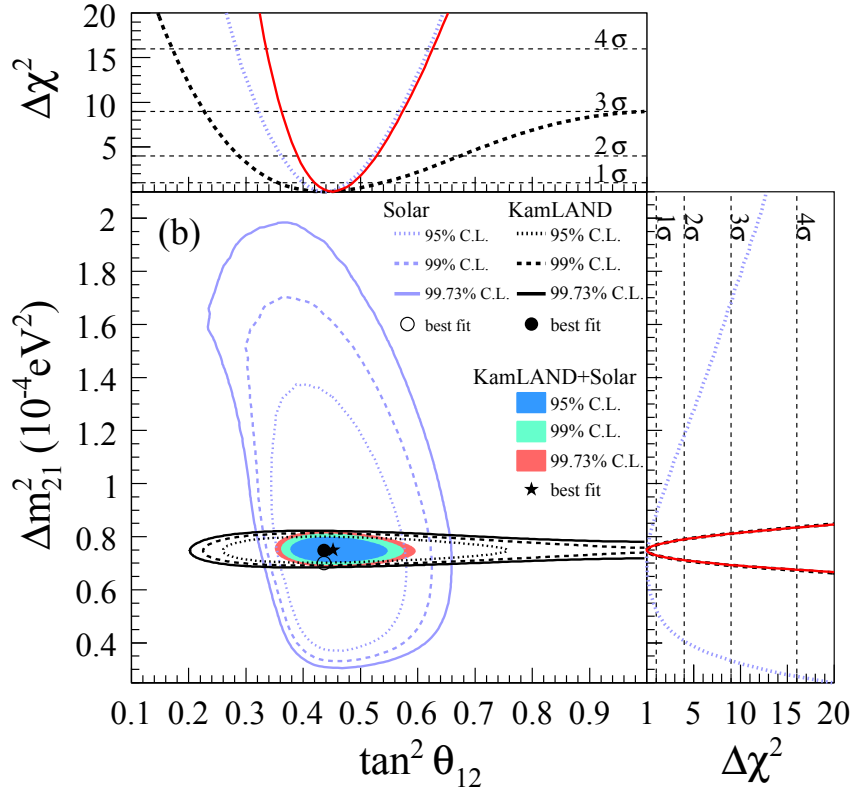


FIGURE 2.2 – Résultats des expériences de neutrinos solaires et de KamLAND [68]. KamLAND contraint fortement Δm_{21}^2 , permettant une mesure précise des paramètres de l'oscillation solaire.

2.1.2 Neutrinos atmosphériques

L'interaction du rayonnement cosmique primaire, essentiellement composé de protons, dans les couches hautes de l'atmosphère produit un rayonnement dit *secondaire* constitué majoritairement de pions et de kaons. Les pions se désintègrent en muons et neutrinos suivant :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{et} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

Les kaons contribuent également à la production de muons et de neutrinos à haute énergie. La désintégration d'une partie du flux des muons avant d'atteindre la surface de la Terre génère à son tour des neutrinos :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{et} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.4)$$

L'ensemble de ces neutrinos produits indirectement par l'interaction des rayonnements cosmiques primaires dans la haute atmosphère constitue le flux des neutrinos dits *atmosphériques*. Les neutrinos détectés en un point donné ont parcouru une distance comprise entre 15 km et 13 000 km suivant la position de leur production (cf. FIG. 2.3).

Pour des énergies inférieures au GeV, l'essentiel du flux de muons se désintègre avant d'arriver à la surface de la Terre. D'après les relations 2.3 et 2.4, on attend alors environ deux fois plus de neutrinos et antineutrinos de saveur muonique que de saveur électronique. En revanche, pour les énergies supérieures au GeV, la proportion des muons atteignant la Terre sans s'être préalablement désintégrés augmente, de sorte que le déséquilibre entre saveurs observées s'accroît davantage. L'analyse de Super-Kamiokande distingue donc deux catégories d'événements : *sous-GeV* et *multi-GeV* (cf. FIG. 2.4).

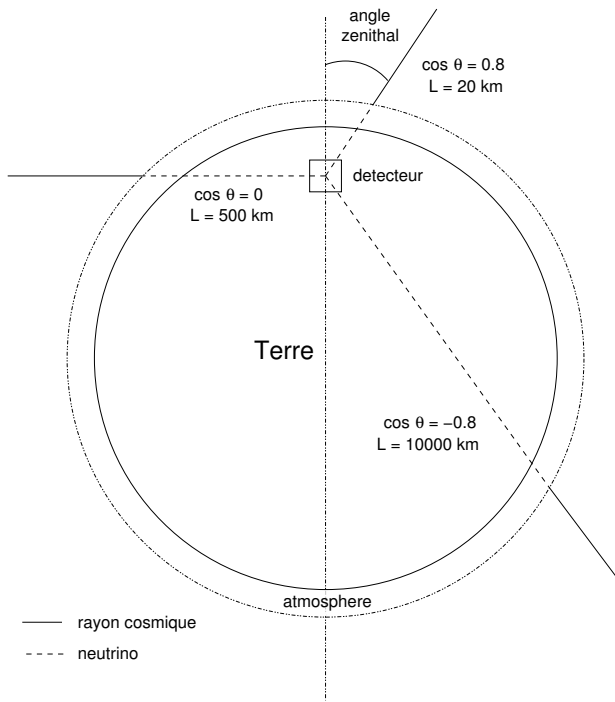


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la détection des neutrinos atmosphériques [70].

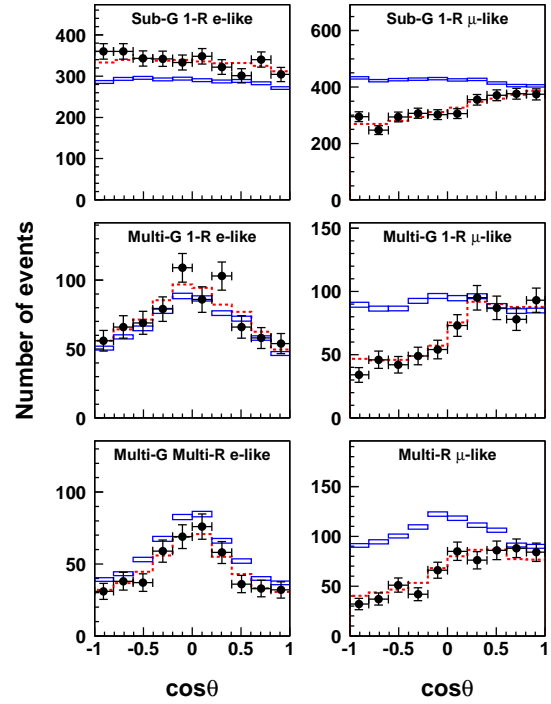


FIGURE 2.4 – Résultats de Super-Kamiokande [71]. En noir les données, en bleu la simulation sans oscillations et en rouge le meilleur ajustement les prenant en compte.

La détection des neutrinos dans le détecteur de Super-Kamiokande repose sur les interactions par courant chargé :

$$\nu_\ell + N \rightarrow \ell^- + X \quad \text{et} \quad \bar{\nu}_\ell + N \rightarrow \ell^+ + X \quad \text{avec} \quad \ell = e, \mu, \tau \quad (2.5)$$

dans lesquelles le lepton chargé produit est identifié par la lumière émise par effet Tcherenkov.

Le lepton étant émis dans la direction du neutrino incident, il est possible de remonter à la provenance de ce dernier. La variation de l'angle d'incidence par rapport au zénith permet d'observer une variation du flux de neutrinos de saveur muonique, caractéristique du phénomène d'oscillations (cf. FIG. 2.4). C'est ainsi qu'elles furent mises en évidence pour la première fois.

Les neutrinos muoniques produits dans un faisceau d'accélérateur, avec des énergies de l'ordre du GeV, et détectés à quelques centaines de kilomètres de là, se trouvent dans le même régime d'oscillation atmosphérique.

Les résultats de ces expériences, parmi lesquelles on peut citer K2K ou MINOS, sont en bon accord avec les observations de neutrinos atmosphériques et leur combinaison conduit aux estimations suivantes [69] :

$$|\Delta m_{31}^2| = 2,35_{-0,09}^{+0,12} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad \text{et} \quad \sin^2 \theta_{23} = 0,42_{-0,03}^{+0,08} \quad (2.6)$$

Les expériences de neutrinos atmosphériques, comme les expériences de neutrinos d'accélérateurs à longue distance de propagation, ne sont que très peu sensibles aux effets de matière¹, si bien que le signe de Δm_{31}^2 demeure indéterminé. En effet, ceux-ci affectant différemment particules et antiparticules, il devient possible de distinguer une hiérarchie normale ($\Delta m_{31}^2 > 0$) d'une hiérarchie inversée ($\Delta m_{31}^2 < 0$).

1. Tout du moins aux échelles de distances de propagation auxquelles elles ont été réalisées pour l'instant. Il n'en va pas de même lorsque cette distance tend à augmenter.

2.1.3 Le secteur gouverné par θ_{13}

L'angle de mélange θ_{13} n'a été déterminé que très récemment ; pendant de nombreuses années, la contrainte la plus forte résultait de l'expérience CHOOZ [40], laissant ouverte l'hypothèse d'une valeur nulle. C'est la raison pour laquelle il semble parfois apparaître que θ_{13} aurait une place à part dans les paramètres de mélange de la matrice U_{PMNS} . Il convient ici de rappeler que ce n'est pas le cas. En particulier, son rôle vis-à-vis de la violation de \mathcal{CP} est exactement identique à celui des autres angles de mélange : la nullité de θ_{13} l'interdit tout comme le ferait la nullité d'un autre angle de mélange. C'est uniquement par convention¹ que l'écriture habituelle de la matrice de mélange porte le terme de violation de \mathcal{CP} sur le secteur de θ_{13} (cf. section 1.3.1, ÉQ. 1.40).

Les neutrinos de réacteurs constituent les sujets d'étude naturels pour le secteur régi par θ_{13} . Compte tenu de la valeur de Δm_{31}^2 , l'amplitude de l'oscillation est en effet proche de son maximum à une distance d'un kilomètre environ pour des neutrinos de l'ordre du MeV. Le même rapport L/E peut être atteint pour des neutrinos de quelques GeV provenant d'accélérateurs et détectés à plusieurs centaines de kilomètres. Les expériences auprès de réacteurs étudient la disparition des $\bar{\nu}_e$ qu'ils émettent, tandis que les expériences auprès d'accélérateurs recherchent l'apparition de ν_e dans des faisceaux de ν_μ , ou naturellement l'apparition de $\bar{\nu}_e$ dans des faisceaux de $\bar{\nu}_\mu$.

Dans le cas du formalisme des oscillations à deux saveurs, tout à fait adapté ici, la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs a une formulation très simple (cf. section 1.3.3, ÉQ. 1.65). Cette probabilité ne dépend que du paramètre θ_{13} et de l'écart de masses Δm_{31}^2 qui est bien contraint par les expériences de neutrinos atmosphériques et auprès d'accélérateurs. En revanche, l'apparition de la saveur électronique dans les faisceaux de neutrinos muoniques fait intervenir davantage de paramètres et partant introduit des dégénérescences.

Expériences passées

L'expérience CHOOZ s'est déroulée à la fin des années quatre-vingt-dix auprès de la centrale de Chooz dans les Ardennes françaises. Son détecteur était installé dans le site qui accueille actuellement le détecteur lointain de l'expérience Double Chooz. La détection des antineutrinos repose sur la réaction β inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.7)$$

Le détecteur consiste en trois volumes de liquides scintillants imbriqués, équipés de tubes photo-multiplicateurs (cf. FIG. 2.5). Le liquide scintillant du volume cible est dopé en gadolinium afin d'assurer un signal caractéristique à la détection du neutron.

La prise de données a débuté en avril 1997, alors que les réacteurs du site de Chooz n'étaient pas encore en service, de sorte que 40 % environ des données ont été acquises avant leur mise en service, permettant une mesure précise des bruits de fond. Malheureusement, la collaboration s'est vue contrainte de mettre fin à l'expérience à cause de l'opacité du liquide scintillant du volume cible après quelques mois seulement de fonctionnement.

Les résultats se trouvent donc limités en précision statistique. Les principales incertitudes systématiques sont d'une part liées à la détection, d'autre part inhérentes à la prédiction des flux de neutrinos émis par les réacteurs. L'expérience n'a pu détecter d'indication d'une oscillation, conduisant ainsi à mettre une limite supérieure sur la valeur de l'angle de mélange : $\sin^2 2\theta_{13} < 0,14$ avec un degré de confiance de 90 % pour $\Delta m_{31}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

L'expérience Paolo Verde, qui s'est déroulée à quelques mois d'intervalle, a permis de confirmer les résultats de CHOOZ mais n'a pas pu améliorer la limite sur θ_{13} en raison d'incertitudes

1. Faire porter la violation de \mathcal{CP} sur l'angle de mélange le plus petit permet de souligner la faiblesse de cette même violation.

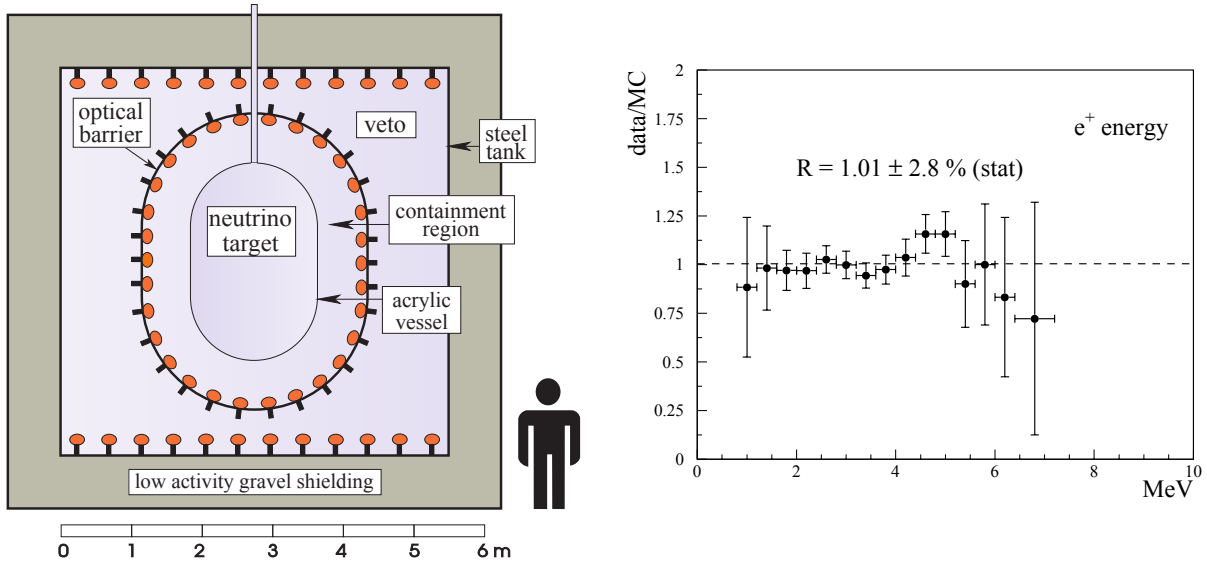


FIGURE 2.5 – **Expérience Chooz** : schéma de principe du détecteur (à gauche) et rapport (à droite) du nombre d'événements détectés sur le nombre d'événements attendus en l'absence d'oscillation en fonction de l'énergie [40]. Ce rapport est compatible avec l'unité, c'est-à-dire avec l'absence d'oscillation, et aucune déformation significative en énergie n'est détectée.

systématiques élevées. La technique de détection était similaire — liquide scintillant et tubes photo-multiplicateurs —, bien que le volume cible fût segmenté en soixante-six cellules.

Expériences à moyennes distances

La faible valeur de l'angle de mélange θ_{13} a conduit à développer des expériences de haute précision capables de le mesurer ou de mettre une limite plus contraignante que CHOOZ. Ces expériences utilisent deux détecteurs : l'un à courte distance des réacteurs, où l'oscillation ne s'est pas encore développée, l'autre à un kilomètre environ, autour du maximum d'amplitude de l'oscillation. La comparaison relative de ces deux mesures permet de s'affranchir de la majeure partie des erreurs systématiques de détection, mais également de celles liées à la prédiction des flux de neutrinos. Les bruits de fond deviennent alors la seule source d'incertitude significative.

La première expérience de ce type fut Double Chooz, qui fournit en 2011 la première indication d'une oscillation dans une expérience auprès d'un réacteur à faible distance de propagation [72]. D'autres expériences se fondant sur le même concept ont depuis donné une estimation plus précise — Double Chooz ne disposant pour l'instant que d'un seul détecteur — du paramètre θ_{13} : Daya-Bay [73] et RENO [74]. Nous ne développerons pas ici la présentation de l'expérience Double Chooz, la seconde partie de ce document lui étant consacrée.

L'expérience Daya Bay se situe auprès des deux réacteurs de Daya-Bay et des quatre réacteurs de Ling Ao en Chine. Bien que la configuration du site soit plus complexe, le concept est similaire à Double Chooz, mais à plus grande échelle : nombre et volume des détecteurs ainsi que puissance totale des réacteurs. À cause de l'espacement des réacteurs entre eux, les détecteurs proches se répartissent en deux sites (cf. FIG. 2.6). La géométrie des détecteurs est très proche de celle de Double Chooz, à l'exception de la répartition des photo-multiplicateurs : ils ne sont placés que latéralement dans Daya Bay, les parois inférieure et supérieure étant simplement réfléchissantes.

L'analyse des données a conduit à l'estimation suivante du paramètre θ_{13} en juin 2012 [73] :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,089 \pm 0,010 \text{ (stat.)} \pm 0,005 \text{ (syst.)} \quad (2.8)$$

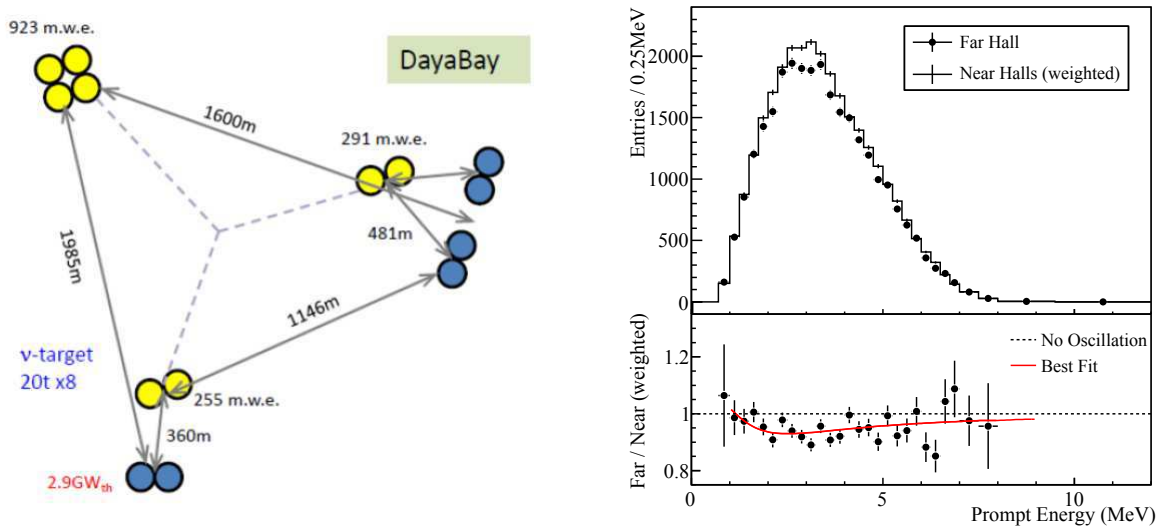


FIGURE 2.6 – **Site et résultats de l'expérience Daya Bay.** À gauche : schéma du site d'implantation, les réacteurs sont représentés en bleu, les détecteurs en jaune [75]. À droite : Spectres d'énergie des $\bar{\nu}_e$ détectés dans les détecteurs proches et lointains ; le rapport des deux est représenté en dessous, le meilleur ajustement provenant d'une analyse en norme seule est tracé en rouge [73].

Cette valeur n'utilise que l'information du déficit relatif entre les détecteurs proches et lointains du taux de détection intégré sur l'ensemble du spectre et ne tire pas parti de la distorsion en fonction de l'énergie. Un résultat combinant informations en taux et forme du spectre a récemment été présenté, l'ajustement étant réalisé avec deux paramètres libres, θ_{13} et Δm_{31}^2 [76]¹ :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,090^{+0,008}_{-0,009} \quad \text{et} \quad |\Delta m_{31}^2| = 2,59^{+0,19}_{-0,20} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$$

L'expérience RENO est implantée à proximité des réacteurs de la centrale de Yonggwang en Corée du Sud, dont les six réacteurs sont alignés sur une distance d'un kilomètre et demi environ (cf. FIG. 2.7). Ainsi, la proportion du flux provenant de chaque réacteur varie fortement entre les deux détecteurs, obligeant à des corrections qui ne permettent plus de rendre l'incertitude liée au flux de neutrinos attendus dans le détecteur lointain totalement négligeable.

La prise de données a débuté en août 2011 et les premiers résultats ont été publiés au printemps 2012 [74] :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,113 \pm 0,013 \text{ (stat.)} \pm 0,019 \text{ (syst.)} \quad (2.9)$$

Ces résultats ne se fondent que sur une analyse en taux de détection. La forme des spectres détectés ne semble pour l'instant pas bien maîtrisée : le déficit observé est sensiblement constant sur toute l'étendue du spectre et ne présente pas les variations attendues compatibles avec la valeur de Δm_{31}^2 mesurée par MINOS (cf. FIG. 2.7).

La collaboration RENO a récemment présenté en conférence ces mêmes résultats avec une incertitude systématique réduite, fruit d'une meilleure maîtrise des systématiques de détection.

Expériences à longues distances

Les expériences étudiant à une distance de quelques centaines de kilomètres les faisceaux de neutrinos muoniques produits par les accélérateurs à une énergie de l'ordre de la dizaine de

1. Cet ajustement est réalisé dans le cadre d'oscillations à trois saveurs, en utilisant les valeurs mesurées des paramètres des oscillations solaires.

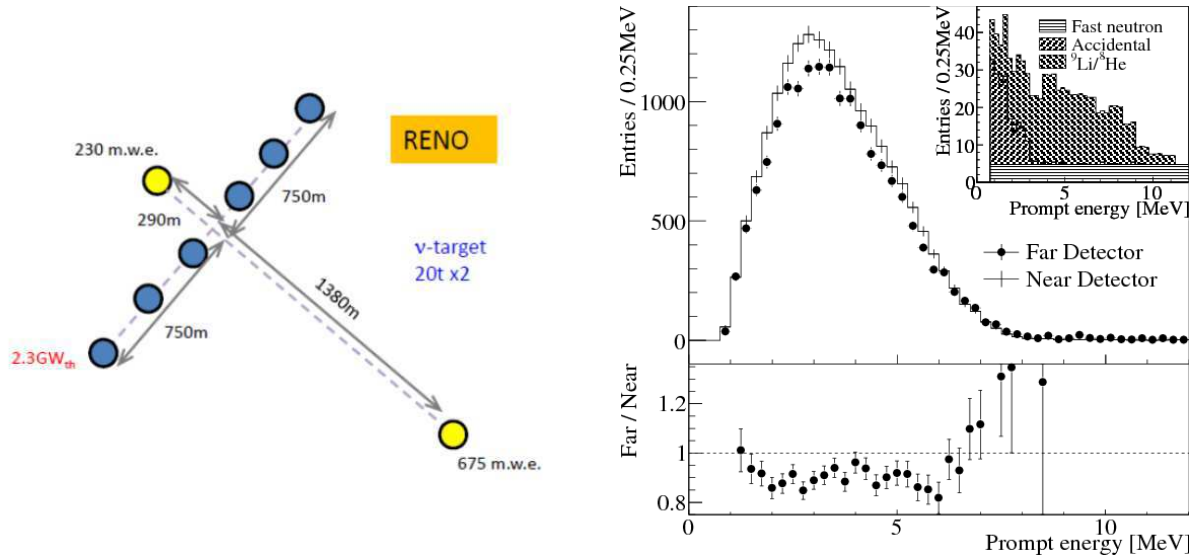


FIGURE 2.7 – **Site et résultats de l'expérience RENO.** À gauche : schéma du site d'implantation, les réacteurs sont représentés en bleu, les détecteurs en jaune [75]. À droite : Spectres d'énergie des $\bar{\nu}_e$ détectés dans les détecteurs proche et lointain ; le rapport des deux est représenté en dessous [74].

GeV sont sensibles au paramètre de mélange θ_{13} à travers l'apparition de la saveur électronique. Cette probabilité d'apparition s'écrit :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(L, E) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) + \text{terme de violation de } \mathcal{CP} + \text{terme d'effet de matière} \quad (2.10)$$

Ces expériences sont sensibles au signe de Δm_{31}^2 , cependant pas suffisamment pour être en mesure de rejeter l'une ou l'autre hiérarchie dans leurs configurations actuelles. Elles sont également dégénérées, c'est-à-dire que plusieurs couples d'angle de mélange et de phase de violation de \mathcal{CP} conduisent à la même probabilité d'oscillation. Cette dégénérescence peut être levée grâce à la mesure de θ_{13} par les expériences auprès de réacteurs.

L'expérience T2K utilise le faisceau de ν_μ de l'accélérateur J-PARC à Tokai au Japon. Deux détecteurs proches caractérisent le faisceau, à la fois son intensité et sa contamination intrinsèque en ν_e . Le détecteur de Super-Kamiokande, à 295 km de distance étudie les apparitions de ν_e comme la disparition des ν_μ . Le détecteur se trouve légèrement hors de l'axe du faisceau, de $2,5^\circ$, afin de réduire la largeur de la distribution en énergie. La collaboration T2K a fourni la première indication d'une valeur non nulle de θ_{13} au printemps 2011 [77]. Les résultats de la dernière analyse publiée de l'apparition de ν_e sont présentés en figure 2.8.

L'expérience MINOS a été conçue pour l'étude des paramètres des oscillations atmosphériques par la disparition de ν_μ , pour lesquels elle a fourni la mesure la plus précise de l'écart des masses au carré : $|\Delta m_{31}^2| = 2,41_{-0,10}^{+0,09} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ [79]. Le détecteur lointain se situe dans la mine de Soudan à 735 km de l'accélérateur du Fermilab près de Chicago. Un détecteur proche permet également de caractériser le faisceau de neutrinos émis.

En outre, l'expérience MINOS a également étudié l'apparition des ν_e , observant soixante-deux événements quand $49,6 \pm 7,5$ étaient attendus [80]. Avec une sensibilité moindre, MINOS confirme donc les résultats de T2K.

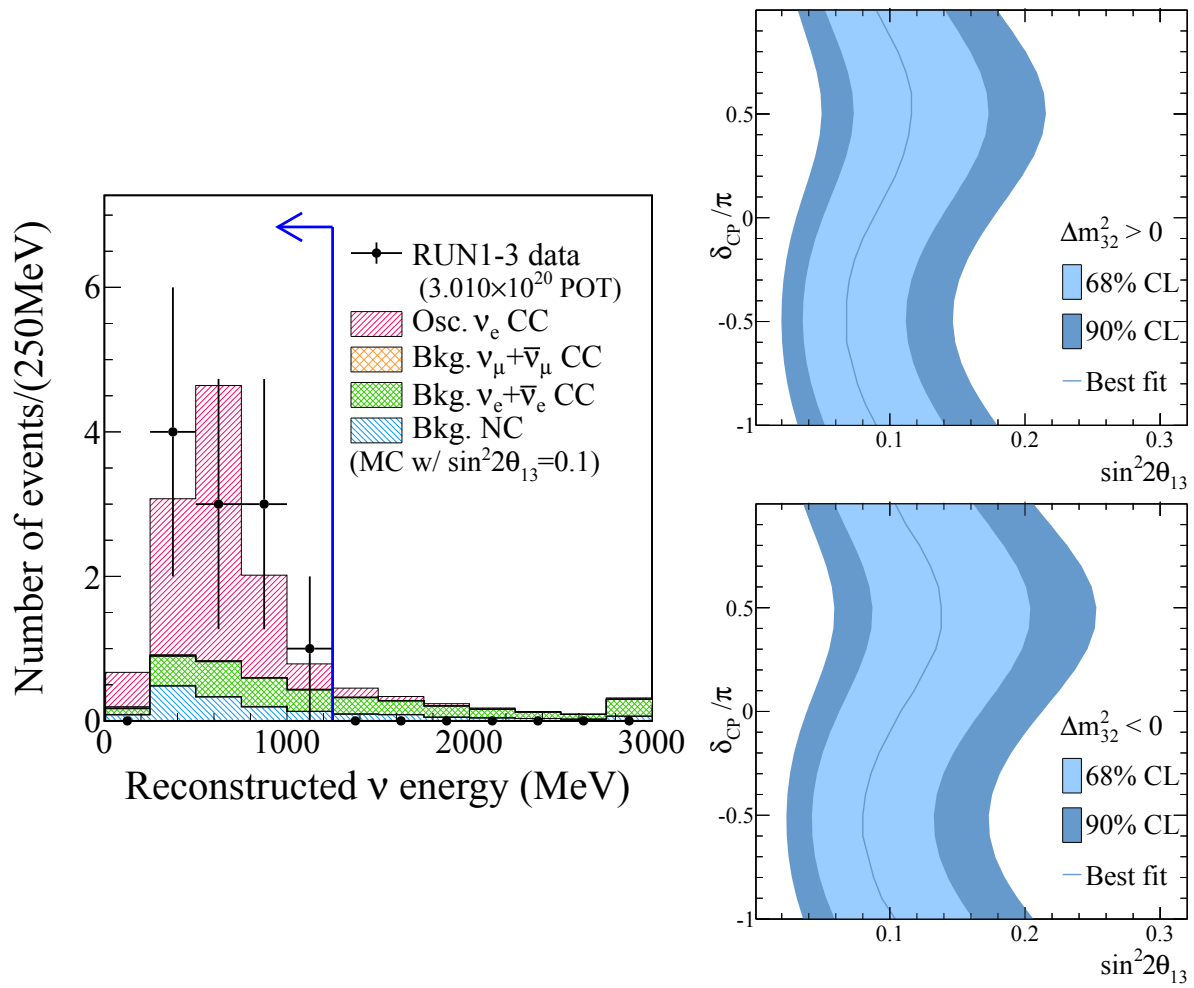


FIGURE 2.8 – **Résultats de l'expérience T2K** : apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ . Onze événements sont détectés lorsque $3,22 \pm 0,43$ événements, comprenant ν_e et bruits de fond, étaient attendus (à gauche). Les estimations des paramètres δ et θ_{13} en découlant sont représentées à droite : en haut pour une hiérarchie normale, en bas pour une hiérarchie inversée [78].

Ces dernières années ont été marquées par la mesure de θ_{13} . Sa valeur se trouve être relativement élevée, proche de la limite fixée par l'expérience CHOOZ. La combinaison des mesures de Double Chooz, Daya Bay et Reno donne une estimation précise du paramètre de mélange. Les expériences d'apparition de neutrinos de saveur électronique auprès des faisceaux émis par les accélérateurs viennent confirmer cette mesure, apportant une contrainte supplémentaire forte pour exclure une valeur nulle.

La valeur de θ_{13} ouvre la porte aux expériences de mesure de la violation de parité ou de hiérarchie des masses à grandes distances de propagation.

L'expérience NOvA a été conçue pour étudier les oscillations de ν_μ vers ν_e avec une sensibilité supérieure d'un ordre de grandeur à celle de MINOS. Elle utilise également le faisceau NuMI du Fermilab. Son détecteur lointain est situé à 810 km de là, légèrement décalé par rapport à l'axe du faisceau ; il s'agit d'un détecteur de 14 kt de liquide scintillant. La distance de propagation permettra à NOvA d'être sensible aux effets de matière, et partant à la hiérarchie des masses. La prise de données devrait débuter avant la fin de l'année 2013.

2.2 Masses absolues et hiérarchie

Les expériences d'oscillations permettent de mettre en évidence que les neutrinos ont une masse, mais également de mesurer les écarts entre différents états de masse. Cependant, de nombreuses questions restent en suspens quant aux valeurs absolues de ces masses, leur hiérarchie et le mécanisme qui les génère. Les expériences permettant d'éclairer ces problématiques seront présentées.

2.2.1 Hiérarchie des masses

Le signe de Δm_{31}^2 n'étant pas contraint par les expériences d'oscillations, deux cas de figure sont envisageables :

- une hiérarchie dite *normale* car les états propres de masses sont ordonnées par ordre croissant dans la notation que l'usage a consacrée ($\Delta m_{31}^2 > 0$ et partant $m_1 < m_2 < m_3$),
- une hiérarchie dite *inversée* car les états propres de masses ne s'ordonnent plus par ordre croissant dans la notation habituelle ($\Delta m_{31}^2 < 0$ et partant $m_3 < m_1 < m_2$).

La figure 2.9 représente ces deux configurations, en même temps que la composition des différents états de masse en terme de saveurs.

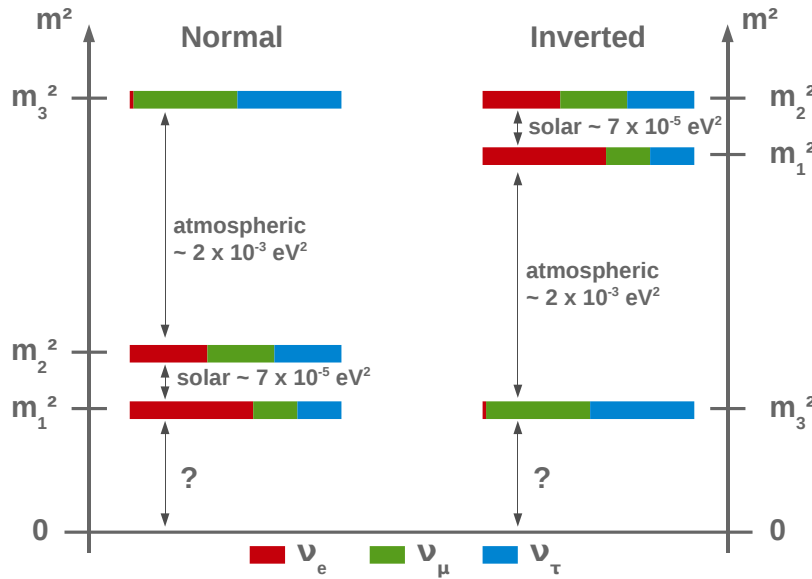


FIGURE 2.9 – Représentation des états de masse dans le cas de hiérarchies normale ou inversée. La composition des états de masse en terme de saveurs ν_e , ν_μ et ν_τ est présentée [81].

Outre l'incertitude quant à la hiérarchie, la valeur absolue de ces masses n'est pas non plus déterminée. Par commodité, on a l'habitude d'exprimer les masses en fonction de la plus faible. Ainsi pour une hiérarchie normale obtient-on :

$$\begin{cases} m_2 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2} \\ m_3 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2} \end{cases} \quad (2.11)$$

On remarque que si m_1^2 est inférieure à Δm_{32}^2 , les trois masses sont bien distinctes. En revanche, lorsque m_1^2 devient grand devant Δm_{32}^2 , les trois masses sont très proches, on parle alors

de cas *quasi* dégénéré.

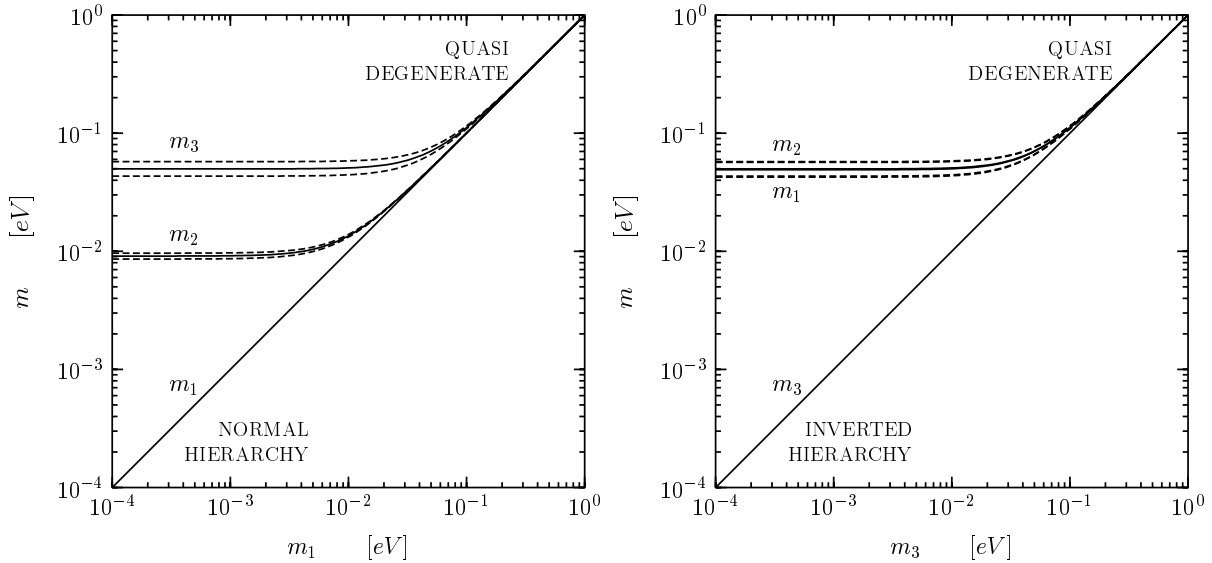


FIGURE 2.10 – **Masses absolues des neutrinos** représentées en fonction de la masse la plus faible dans le cas d’une hiérarchie normale (à gauche) ou inversée (à droite) [82].

De même, pour une hiérarchie inversée, on obtient :

$$\begin{cases} m_1 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_{31}^2} \\ m_2 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_{31}^2 + \Delta m_{21}^2} \end{cases} \quad (2.12)$$

Dans ce cas, quelle que soit la valeur de m_3 , les masses m_1 et m_2 sont *quasi* dégénérées. Si m_3 est grand devant Δm_{31}^2 , les trois masses sont très proches.

Ces considérations sont résumées par les deux courbes figure 2.10 pour les deux hiérarchies possibles.

En plus des contraintes cosmologiques, l’échelle absolue des états de masse des neutrinos peut être obtenue par l’étude du spectre des désintégrations β , en particulier celle du tritium, ou bien par l’étude de la double décroissance β sans émission de neutrino.

2.2.2 Décroissance β du tritium

Lors d’une désintégration β^- , électron et antineutrino se partagent l’énergie disponible de la transition. Dans l’hypothèse d’un neutrino sans masse, l’énergie cinétique maximale de l’électron correspond à l’intégralité de l’énergie disponible E_0 . À l’inverse, si le neutrino émis possède une masse $m_{\bar{\nu}_e}$, cette énergie maximale devient $E_0 - m_{\bar{\nu}_e}$ (cf. FIG. 2.11), ouvrant ainsi la possibilité d’une mesure de la masse effective du neutrino de saveur électronique [83, 84, 85] :

$$m_{\nu_e} = \sqrt{\sum_k |U_{ek}|^2 m_k^2} \quad (2.13)$$

La masse attendue des $\bar{\nu}_e$ étant faible, il faut une énergie de transition basse pour y être sensible. Avec une énergie disponible de 18,6 keV, le tritium constitue un bon candidat. En outre, il s’agit d’une transition super permise, toutes les corrections à la théorie de Fermi peuvent être maîtrisées avec précision pour ce noyau demeurant relativement simple.

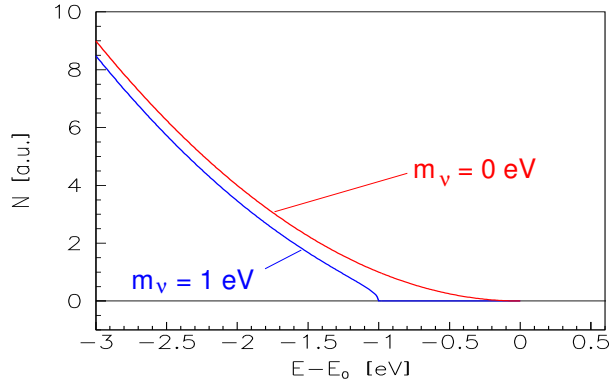


FIGURE 2.11 – **Partie supérieure du spectre de l'électron émis dans la désintégration du tritium** pour $m_{\bar{\nu}_e} = 0$ et pour $m_{\bar{\nu}_e} = 1$ eV [86].

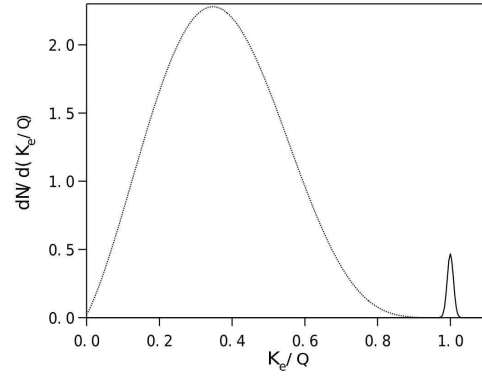


FIGURE 2.12 – **Spectre d'énergie de la double désintégration β** : contributions avec et sans émission de neutrino [87].

Les expériences Mainz et Troitzk ont permis de donner les limites supérieures suivantes : $m_{\bar{\nu}_e} < 2,3$ eV [88] et $m_{\bar{\nu}_e} < 2,1$ eV [89] respectivement. L'expérience KATRIN a été conçue pour atteindre une sensibilité de 0,2 eV [86].

Les masses effectives des ν_μ et ν_τ peuvent être évaluées en étudiant respectivement l'impulsion des muons dans la désintégration des pions $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ et la forme du spectre des produits de la désintégration du lepton τ . Les limites suivantes ont été obtenues :

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV [90]} \quad \text{et} \quad m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV [91]} \quad (2.14)$$

2.2.3 Double décroissance β sans émission de neutrino

L'étude de la double décroissance β peut être riche d'enseignements pour la physique des particules. Elle consiste en la transformation simultanée de deux neutrons en protons. Elle est possible pour certains noyaux pairs-pairs pour lesquels une désintégration β est interdite. Deux processus se distinguent :



Le premier constitue une double décroissance β « classique » que l'on note $2\nu\beta\beta$ et qui a été observée, tandis que le second, sans émission de neutrinos, noté $0\nu\beta\beta$, comporte une violation de la conservation du nombre leptonique L . L'interprétation courante de ce phénomène implique que les neutrinos soient des particules de Majorana¹.

En considérant les énergies de liaison des noyaux, on peut déterminer que la double décroissance β n'est possible que pour 35 noyaux, dont neuf seulement se révèlent prometteurs dans une perspective expérimentale [92]. Parmi ceux-ci aucun ne se dégage particulièrement, des compromis doivent être trouvés entre abondance naturelle, enrichissement, réalisation expérimentale, couplage avec une technique de détection bien maîtrisée et énergie de la transition.

L'existence de la double décroissance β se traduit par la présence d'un pic dans le spectre des électrons émis à l'énergie disponible de la transition (cf. FIG. 2.12). Le rapport de branchement

1. D'autres interprétations « non standard » sont possibles [92].

de cette décroissance dépend du mécanisme qui en est à l'origine. Dans l'hypothèse de neutrinos de Majorana, le rapport de branchement est directement relié à la masse effective de Majorana :

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_k U_{ek}^2 m_k \right| \quad (2.17)$$

Une partie de la collaboration de l'expérience Heidelberg–Moscow a publié dans les années deux mille des résultats tendant à démontrer l'observation de la double décroissance β sans émission de neutrino du germanium 76 [93] avec une période $T_{1/2}^{0\nu}$ de :

$$T_{1/2}^{0\nu} = 1,5_{-0,7}^{+16,8} \cdot 10^{25} \text{ années} \quad (2.18)$$

Il s'agit du seul signe observé actuellement, et ces résultats se trouvent en contradiction avec les autres mesures, en particulier avec les résultats récents de GERDA [94].

Les expériences en cours, entre autres Super-NEMO et GERDA, permettront d'ici quelques années de descendre à des sensibilités de quelques dizaines de meV sur la masse effective de Majorana, permettant de mesurer cette dernière dans le cas d'une hiérarchie inversée.

2.3 Neutrinos stériles

Si d'autres indications expérimentales antérieures ouvraient également l'hypothèse de l'existence de neutrinos stériles, c'est à la suite de la mise en évidence de l'anomalie des antineutrinos de réacteurs que se sont développés nombre de nouveaux projets de recherche.

2.3.1 Anomalie des antineutrinos de réacteurs

Dans les années quatre-vingt, alors que $|\Delta m_{31}^2|$ n'était pas encore connu, de nombreuses expériences ont cherché à observer une disparition des antineutrinos émis par les réacteurs nucléaires à courtes distances du cœur, de l'ordre de quelques dizaines de mètres.

Ces expériences n'utilisant qu'un seul détecteur, le flux d'antineutrinos attendu doit être soigneusement évalué. Cette estimation repose sur une conversion effectuée à partir des mesures des spectres des électrons émis par la fission, mesures menées à l'Institut Laue-Langevin (ILL) dans les années quatre-vingt [95, 96, 97]. La difficulté réside précisément dans cette procédure de conversion (cf. section II–1.1.1).

Dans le cadre de la première phase de l'expérience Double Chooz, pour laquelle un seul détecteur prend des données, nécessitant une prédiction du flux attendu, des travaux ont été menés afin d'en améliorer la précision. Ils ont révélé une sous-estimation systématique d'environ 3,5 % sur l'ensemble du spectre [41, 98] et ont été confirmés par des travaux indépendants [99]. Parallèlement, une meilleure prise en compte des effets hors équilibre¹ a conduit à relever les prédictions des flux attendus de l'ordre du pourcent [41].

Finalement, les effets cumulés du déficit préexistant à la réanalyse, tenant compte des nouvelles mesures de temps de vie du neutron, des nouvelles estimations des spectres et d'une

1. Les conditions expérimentales des mesures des spectres d'énergie des électrons émis par les produits de fission de différents isotopes — ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu — diffèrent des conditions d'exploitation des réacteurs. En particulier, la prise en compte des produits de fission qui ne sont pas en équilibre au bout d'une journée (durée moyenne de la prise de données à l'ILL), ainsi que de la distribution en énergie du flux de neutrons, plus large dans un réacteur de puissance, apportent des corrections supplémentaires.

meilleure prise en considération des effets hors équilibre, conduisent à un déficit de l'ordre de 7 % :

$$\frac{N_{\text{obs}}}{N_{\text{att}}} = 0,927 \pm 0,023 \quad (2.19)$$

représentant une déviation de $2,9 \sigma$ par rapport à l'unité [100].

2.3.2 Vers des neutrinos stériles ?

Ce déficit peut s'interpréter comme une oscillation à très courte distance, de l'ordre de quelques mètres. Seule l'hypothèse d'un unique neutrino stérile, dite $3 + 1$, sera présentée ici, elle s'avère suffisante pour rendre compte de l'anomalie.

Les résultats de l'ensemble des expériences à courtes distances de réacteurs sont représentés en figure 2.13 : le rapport des nombres d'événements observés et attendus se trouve en dessous de l'unité, avec la valeur moyenne rappelée ci-dessus (cf. ÉQ. 2.19). En considérant une oscillation vers un état stérile à courte distance caractérisée par les paramètres θ_{st} et Δm_{st}^2 , la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ s'écrit (cf. section 1.3.3 ÉQ. 1.65)¹ :

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1 - \sin^2 2\theta_{\text{st}} \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m_{\text{st}}^2 L}{E} \right) \quad (2.20)$$

Comme la courbe bleue figure 2.13 le montre, l'hypothèse de l'oscillation vers un neutrino stérile permet d'expliquer les résultats expérimentaux.

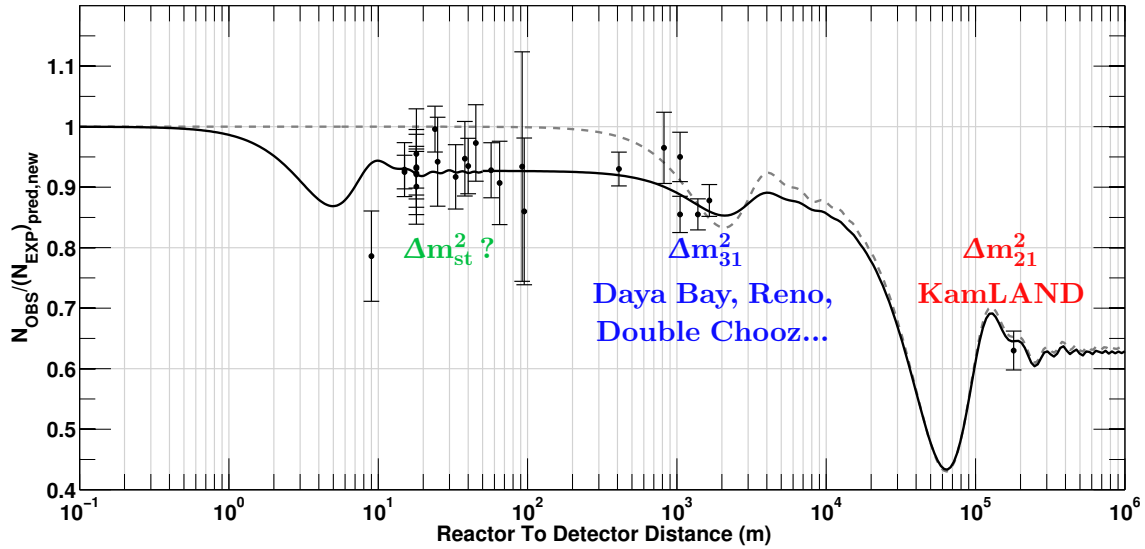


FIGURE 2.13 – Rapport des nombres d'événements observés et attendus en fonction de la distance du réacteur au détecteur [101]. Les taux attendus sont calculés à partir des spectres $\bar{\nu}_e$ réévalués [41]. La courbe en pointillés représente la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ en l'absence d'oscillation vers un état stérile, la courbe en trait plein intègre une telle oscillation.

En combinant l'anomalie des antineutrinos de réacteurs et celle observée dans l'étalonnage des expériences GALLEX et SAGE, il est possible de contraindre les paramètres d'une éventuelle

1. En négligeant l'oscillation due à Δm_{31}^2 et θ_{13} qui n'intervient qu'à plusieurs centaines de mètres pour des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs.

oscillation vers un état stérile. L'espace des paramètres autorisés est représenté dans le plan $\sin^2 2\theta_{\text{st}} - \Delta m_{\text{st}}^2$ figure 2.14. Le meilleur ajustement donne les valeurs suivantes (à 1σ) :

$$\sin^2 2\theta_{\text{st}} = 0,17 \pm 0,04 \quad \text{et} \quad |\Delta m_{\text{st}}^2| = 2,3 \pm 0,1 \text{ eV}^2 [100] \quad (2.21)$$

Un χ^2 marginal à un degré de liberté impose la contrainte suivante (à 99 % de confiance) :

$$|\Delta m_{\text{st}}^2| > 1,5 \text{ eV}^2 [100] \quad (2.22)$$

Sont pris en compte pour ces ajustements l'anomalie réacteur, incluant le signal en norme des expériences de l'ILL et du Bugey, ainsi que les résultats de GALLEX et SAGE (cf. section 2.3.4).

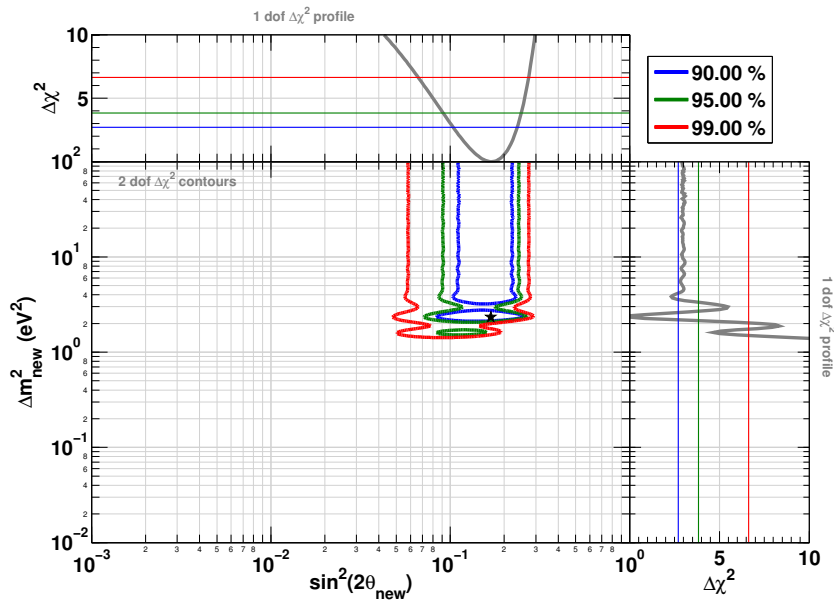


FIGURE 2.14 – Paramètres autorisés pour l'oscillation vers un neutrino stérile, dans l'hypothèse 3 + 1 [100]. Cet ajustement comprend les données de l'anomalie réacteur, incluant le signal en forme de l'ILL et du Bugey, ainsi que les résultats de GALLEX et de SAGE.

2.3.3 Projets expérimentaux dans un contexte international

Les données provenant des expériences auprès de réacteurs exerçaient, jusqu'en 2010, une forte contrainte sur d'éventuelles oscillations à courte distance de propagation. La réévaluation des spectres des neutrinos de fission et l'anomalie réacteur consécutive, levant cette contrainte, ont donc été à l'origine d'un regain d'intérêt pour la thématique des neutrinos stériles légers. De nombreux projets d'expériences ont vu le jour afin de confirmer l'anomalie et de mettre en évidence d'éventuels neutrinos stériles. Cette mise en évidence se concentre sur l'observation d'un signal univoque de l'oscillation, telle la distorsion du spectre en fonction de l'énergie et de la distance de propagation, et non sur la seule observation d'un déficit de taux de détection. Deux caractéristiques essentielles se dégagent alors : la proximité du détecteur et de la source ainsi que la compacité de cette dernière. L'accent sera mis sur les expériences auprès de réacteurs, les expériences projetant l'utilisation d'une source radioactive seront également présentées.

Liquides scintillants dopés au gadolinium : une technique maîtrisée

Les détecteurs composés de liquide scintillant dopé au gadolinium permettent d'obtenir de bonnes résolution en énergie et efficacité de détection, tout en utilisant une technique bien maî-

trisée réduisant les risques liés au développement du projet.

Le détecteur Nucifer se situe à sept mètres du cœur du réacteur Osiris à Saclay. Son but initial consistait à démontrer la faisabilité d'un détecteur d'antineutrinos compact et relativement peu coûteux pour une application éventuelle à la non-prolifération. Nucifer se compose d'une cuve de $0,85\text{ m}^3$ de liquide scintillant dopé au gadolinium. La réaction β inverse identifie l'interaction des $\bar{\nu}_e$. Des tubes photo-multiplicateurs placés à la verticale assurent la collecte de la lumière émise dans le liquide (cf. FIG. 2.15). Cette technique de détection le rapproche à la fois de Double Chooz et de STEREO (cf. sections II-1.1.2, II-1.2.1 & III).

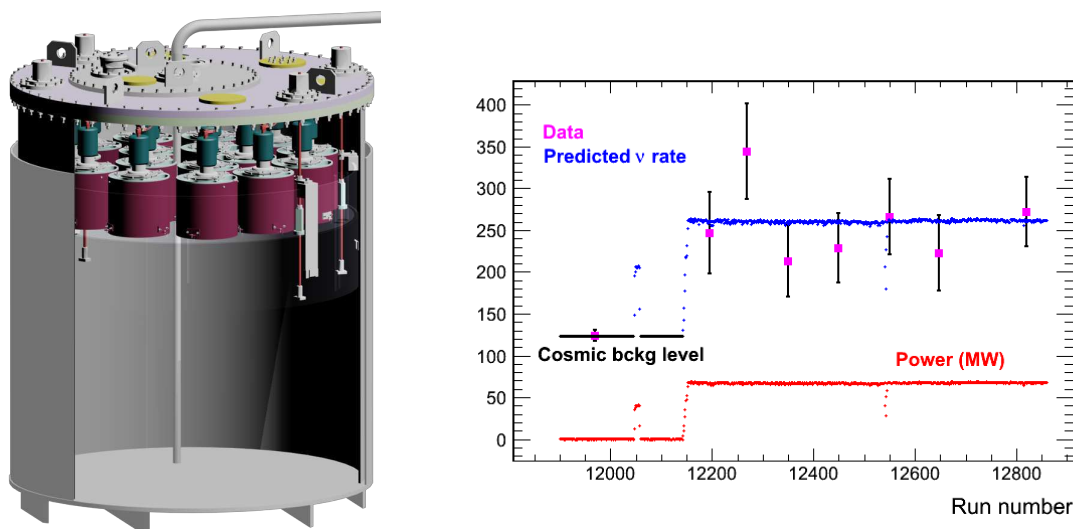


FIGURE 2.15 – **Expérience Nucifer [102]**. À gauche : représentation schématique du détecteur. À droite : premiers résultats, la soustraction du bruit de fond accidentel conduit à des incertitudes élevées sur le taux de neutrinos détectés.

Le bruit de fond issu des rayonnements cosmiques est maîtrisé grâce à la discrimination en forme des signaux, permettant de séparer les événements selon le processus physique à leur origine, et aux mesures pendant les périodes d'arrêt du réacteur. Des blindages de plomb et de polyéthylène protègent le détecteur des bruits de fond générés par le réacteur.

Le détecteur Nucifer a observé des neutrinos lors du précédent cycle de fonctionnement d'Osiris (cf. FIG. 2.15). Le bruit de fond accidentel se situe actuellement à un niveau élevé, sa soustraction conduit à des incertitudes statistiques importantes sur le taux de neutrinos détecté. Celui-ci s'accorde cependant avec les prédictions. L'ajout de blindages supplémentaires dans la direction du réacteur permettra de ramener le rapport signal sur bruit à une valeur proche de l'unité. À cette condition, malgré une résolution en énergie et une efficacité de détection limitées en raison de sa motivation initiale — le contrôle du flux de neutrinos émis par les réacteurs dans le contexte de la non-prolifération —, la sensibilité de Nucifer permettrait de couvrir une partie du contour de l'anomalie. Le réacteur Osiris se trouve actuellement en période d'arrêt jusqu'à la fin de l'automne 2013. Les premiers signes d'une éventuelle oscillation vers un neutrino stérile pourraient par conséquent intervenir dans le courant de l'année 2014.

Le projet STEREO a vu le jour à la suite des travaux menés au CEA-Irfu qui ont révélé l'anomalie des antineutrinos de réacteurs. Il s'agit d'un détecteur composé de liquide scintillant dopé au gadolinium dont le volume cible est segmenté afin d'assurer une meilleure résolution de la reconstruction spatiale. Ce détecteur sera installé à dix mètres du cœur du réacteur à haut flux (RHF) de l'Institut Laue-Langevin à Grenoble (ILL). L'installation aura lieu pendant l'arrêt

prolongé du réacteur en 2014. La prise de données débutera en 2015. La sensibilité de STEREO couvre le contour de l'anomalie des réacteurs à 3σ et son meilleur ajustement au-delà de 5σ . L'expérience STEREO sera développée dans la partie III du présent document dont elle est l'objet.

L'expérience Neutrino-4 [103] consiste en un détecteur composé de $2,5\text{ m}^3$ de liquide scintillant équipé de tubes photo-multiplicateurs situés à la verticale. Le détecteur est contenu dans un blindage de plomb et de polyéthylène de dimensions supérieures, qui permettent de le faire glisser sur un rail à des distances comprises entre 6 m et 12 m du réacteur SM-3 à Dimitrovgrad, compact et d'une puissance de 100 MW. Des tests réalisés à partir d'un prototype de dimensions réduites auprès du réacteur WWR-M de Gatchina ont montré une bonne suppression des bruits de fond γ . En revanche, la détection des neutrinos est limitée pour l'instant par la présence de neutrons rapides induits par les rayonnements cosmiques. Le contour d'exclusion de Neutrino-4 est représenté en figure 2.16.

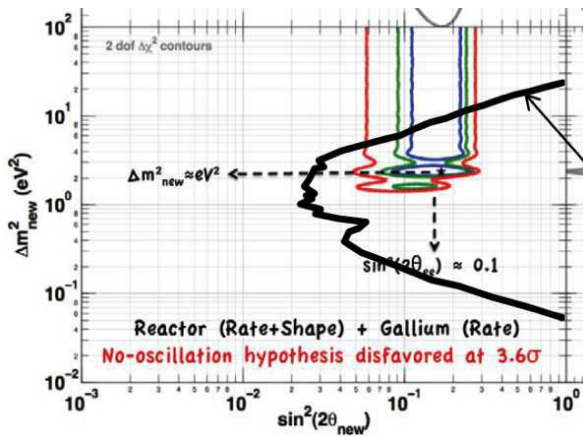


FIGURE 2.16 – Contours d'exclusion à 95 % de confiance de Neutrino-4. Les bruits de fond ne sont pas pris en compte [102].

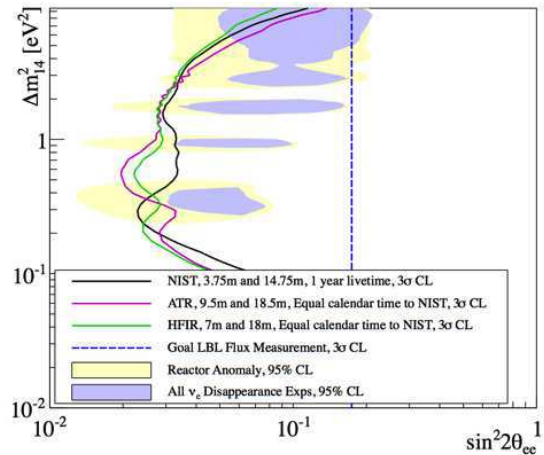


FIGURE 2.17 – Contours d'exclusion à 3σ de confiance pour une expérience à deux détecteurs auprès de trois réacteurs différents [102].

Enfin, le détecteur Poseidon [104], composé de $3,5\text{ m}^3$ de liquide scintillant dopé au gadolinium serait déployé auprès du nouveau réacteur PIK de Gatchina dont l'achèvement est prévu dans le courant de l'année 2014.

Détecteurs finement segmentés : un pouvoir de rejet des bruits de fond accru

Le détecteur DANSS est en cours de réalisation. Il sera installé sous un réacteur de puissance de type VVER-1000. Un système permettra de le déplacer à la verticale dans des distances comprises entre 9,7 m et 12,2 m du centre du cœur. Il s'agit d'un détecteur finement segmenté, permettant un meilleur rejet des bruits de fond. Il se compose de lattes de plastique scintillant observées par des fibres optiques décalant la longueur d'onde. Des couches dopées au gadolinium sont intercalées. Malgré une résolution en énergie d'environ 20 % à 1 MeV et un réacteur de grandes dimensions, DANSS pourrait éventuellement observer une indication d'une oscillation à courte distance grâce à une statistique très élevée. L'étendue du cœur et la distance de propagation favorisent la sensibilité à des écarts de masses au carré bas. Sa position lui confère d'autre part un blindage conséquent envers les rayonnements cosmiques.

Un prototype du détecteur, DANSSINO, représentant environ $1/25^e$ de DANSS a été mis au

point et testé sur site, montrant des résultats encourageants [105].

SoLiδ, d'un volume total d'environ 1 m^3 , est constitué de cubes de 5 cm de plastique scintillant séparés par des couches de sulfure de zinc contenant du ^6Li (cf. Éq. 2.23). Des fibres optiques décalant la longueur d'onde assurent la transmission de la lumière. Ce dispositif permet une très bonne séparation des signaux des électrons et des neutrons conduisant à un rapport signal sur bruit élevé. Les concepteurs attendent en effet un rapport de l'ordre de cinq. Ceci devra être vérifié par un prototype ou les études de conception : le rejet des bruits de fond générés par l'interaction des rayonnements cosmiques demeure un défi à la surface. Même avec une bonne discrimination des signaux, un tel rapport signal sur bruit n'a pu à ce jour être observé. Le début de la prise de données est prévu pour 2016 auprès du réacteur BR2 de Mol en Belgique.

Liquide scintillant dopé au lithium : améliorer la détection des neutrons

Le projet Hanaro, en Corée, comporte un détecteur constitué de $0,5\text{ m}^3$ de liquide scintillant dopé au lithium 6. L'utilisation du lithium permet d'obtenir un signal très caractéristique de la capture du neutron :



En revanche, l'énergie *visible* dans le liquide scintillant est faible : la quantité de lumière générée par l'interaction des noyaux est inférieure à celle produite par les γ ou les électrons. Un prototype de 50 l a été construit et testé, le détecteur final sera déployé auprès d'un réacteur de recherche puis d'un réacteur de puissance en 2015.

Deux détecteurs : une mesure relative

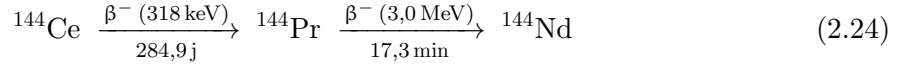
Deux projets utilisent le concept d'une expérience à deux détecteurs : l'un très proche, à cinq mètres environ du cœur, l'autre éloigné d'une quinzaine de mètres. Le premier projet se développe aux États-Unis (cf. FIG. 2.17), où plusieurs réacteurs offrent une possibilité de réalisation à une telle expérience [106], le second en Chine auprès du réacteur CARR dont la mise en service devrait intervenir d'ici quelques mois [107]. Les sensibilités de ces projets atteignent également les 5σ après deux ou trois ans de prise de données.

Sources radioactives

Les réacteurs ne constituent pas la seule source de neutrinos susceptible de mener à l'observation d'une oscillation vers des neutrinos stériles. Les neutrinos émis par des sources radioactives de forte activité peuvent également conduire à une telle observation. L'échelle de temps de réalisation de ces projets reste courte car ils ne nécessitent pas la construction de nouveaux détecteurs dédiés. La source serait ainsi introduite dans un détecteur déjà construit, tels KamLAND ou Borexino, qui reposent sur la technique des liquides scintillants. Le placement de la source au centre du détecteur pose quelques difficultés. Si celles-ci ne peuvent être résolues, la source peut également être placée à proximité.

L'utilisation de deux types de sources est possible : une source de neutrino, comme le ^{51}Cr pour l'étalonnage du détecteur GALLEX (cf. section 2.3.4), ou une source d'antineutrinos, tel que le ^{144}Ce . Dans le premier cas, la détection repose sur la diffusion élastique des neutrinos, dans le second sur la réaction β inverse. Grâce au signal caractéristique de cette dernière réaction, le niveau des bruits de fond est considérablement réduit par l'utilisation d'une source d'antineutrinos comparativement à une source de neutrinos. L'activité de la source peut par conséquent être bien plus faible.

Le ^{144}Ce constitue un produit de fission, la production d'une source repose sur le retraitement des combustibles de réacteurs. La réaction produisant l'antineutrino d'intérêt pour la détection n'est pas la décroissance du cérium directement, mais celle du praséodyme :



La première réaction n'est pas détectée, car inférieure au seuil de la réaction β inverse à 1,8 MeV (cf. section II-1.1.2). La seconde en revanche donne lieu à une détection. Son activité est régie par l'équilibre avec la période radioactive longue, de l'ordre d'une année, du cérium. Le signal de l'oscillation consiste en une distorsion du spectre en fonction de la distance à la source et de l'énergie du neutrino. Les bonnes résolutions à la fois en énergie et spatiale des détecteurs considérés permettent d'observer le développement de l'oscillation (cf. FIG. 2.18).

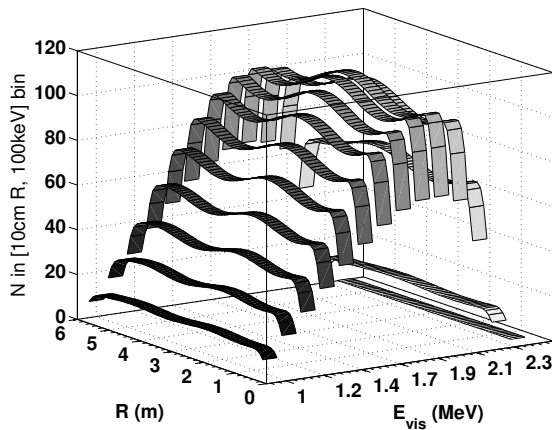


FIGURE 2.18 – Signal caractéristique de l'oscillation en L et E pour une source de ^{144}Ce placée au centre d'un détecteur composé de liquide scintillant ($\Delta m_{\text{st}}^2 = 2\text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{\text{st}} = 0,1$) [108].

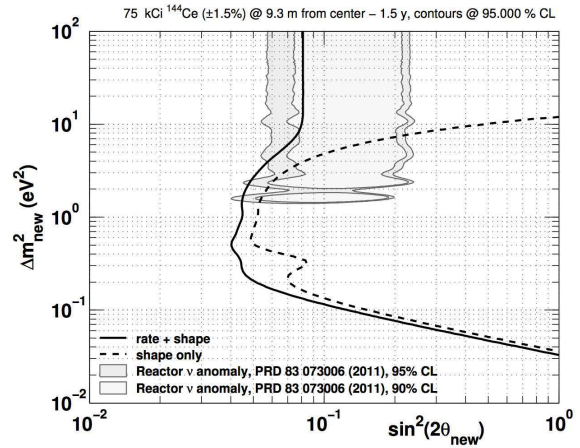


FIGURE 2.19 – Contour d'exclusion de CeLAND à 95 % de confiance : source de 75 kCi avec une durée d'exposition d'un an et demi dans la phase I de l'expérience (source à l'extérieur) [101].

Le projet CeLAND devrait disposer d'une source de ^{144}Ce de 75 kCi pour le début de l'année 2015 et utilisera le détecteur KamLAND, dont la résolution en énergie s'élève à 5 % à 1 MeV et la résolution spatiale atteint 15 cm. La source sera initialement déployée à l'extérieur du détecteur en 2015 puis dans un second temps, si cela s'avère réalisable, au centre du détecteur. Le contour d'exclusion associé à la première phase est représenté en figure 2.19.

Le projet SOX envisage de disposer d'une source de ^{51}Cr ; une prise de données de trois mois pourrait alors se dérouler en 2015 à l'extérieur du détecteur Borexino, dans un puits à une distance de 8,25 m du détecteur (cf. FIG. 2.20). Une source de 75 kCi de ^{144}Ce pourrait être disponible à la fin de l'année 2015 et placée dans le volume d'eau entourant le détecteur avant d'être déplacée au centre du volume de liquide scintillant à la fin du programme d'étude des neutrinos solaires actuellement en cours, soit potentiellement dans le courant de l'année 2017. Les contours d'exclusion associés aux différentes étapes de l'expérience SOX sont représentés en figure 2.20.

L'anomalie des neutrinos de réacteurs ne constitue pas l'unique source indiquant l'éventualité de l'existence de neutrinos stériles. En particulier, deux autres anomalies, plus anciennes, ne sont toujours pas résolues : les données d'étalonnage des expériences de détection de neutri-

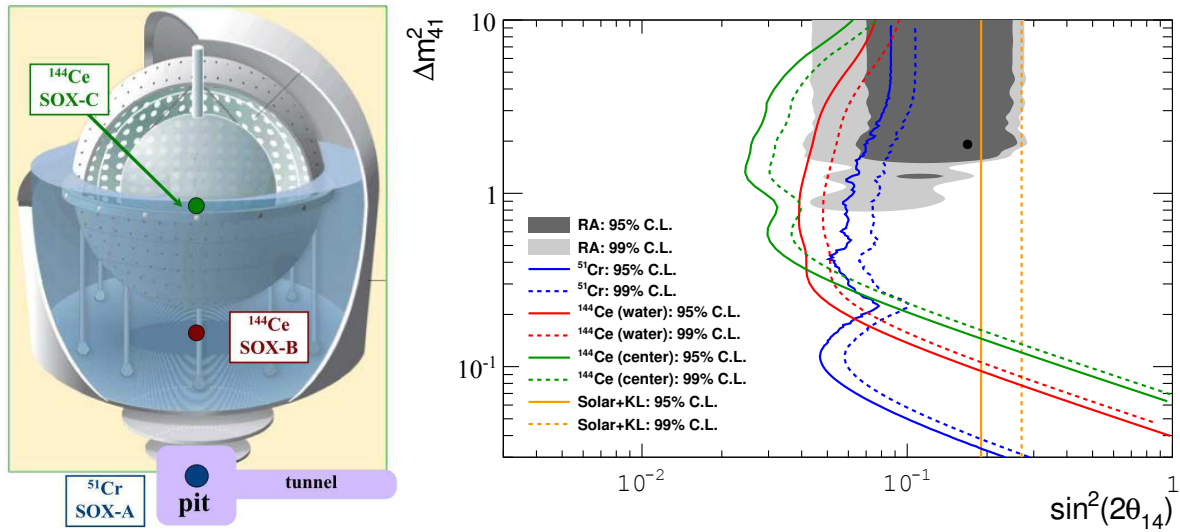


FIGURE 2.20 – **Projet SOX**. À gauche : étapes de déploiement autour et dans le détecteur de Borexino. À droite : contours d'exclusion correspondants [109].

nos solaires GALLEX et SAGE ainsi que les expériences auprès de faisceaux LSND et MiniBooNE.

2.3.4 Données d'étalonnage des expériences GALLEX et SAGE

Les expériences GALLEX et SAGE ont été réalisées il y a une vingtaine d'années afin d'étudier le flux des neutrinos solaires (cf. section 2.1.1) dans des détecteurs à base de gallium. Pour leur étalonnage, elles ont utilisé des sources radioactives très intenses de ν_e comme le chrome 51 ou l'argon 37. Ces données ont été analysées de nouveau à la lumière des travaux les plus récents sur les spectres des neutrinos et la section efficace d'interaction [44, 42]. Les données d'étalonnage de GALLEX comme de SAGE révèlent un déficit du nombre d'événements observés par rapport au nombre d'événements attendus [110] :

$$\frac{N_{\text{obs}}}{N_{\text{att}}} = 0,86 \pm 0,05 \quad (2.25)$$

Ce déficit, d'une déviation de $2,7\sigma$, peut s'expliquer, entre autres, par l'oscillation à très courte distance — c'est-à-dire caractérisée par un Δm^2 élevé — qui se développerait à une échelle inférieure à la dimension du détecteur.

À ces déficits de détection vient également s'ajouter l'anomalie des mesures d'apparition de la saveur électronique dans les faisceaux de neutrinos muoniques.

2.3.5 LSND et MiniBooNE

L'expérience LSND a étudié dans les années quatre-vingt-dix les neutrinos provenant de la désintégration des muons au repos et des pions en vol produits par un accélérateur de protons de 800 MeV :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{et} \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.26)$$

LSND a observé un excès d'événements dans la transition $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [111]. Cet excès peut être interprété comme une oscillation, cependant l'écart des masses au carré extrait des données ne

correspond pas aux différences de masses des oscillations des neutrinos solaires ou atmosphériques : $\Delta m_{\text{LSND}}^2 > 0,1 \text{ eV}^2$. Les observations controversées de l'expérience LSND demandent au moins un neutrino stérile additionnel pour être expliquées par un phénomène d'oscillations.

L'expérience MiniBooNE a été conçue afin de confirmer les conclusions de LSND. Leurs rapports L/E sont donc sensiblement les mêmes. MiniBooNE a étudié deux canaux : les transitions $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [112]. Si des tensions apparaissent pour les neutrinos, les données des anti-neutrinos sont compatibles avec les résultats de LSND (cf. FIG. 2.21). MiniBooNE n'a donc pu ni résoudre ni confirmer l'anomalie de LSND. La dissymétrie observée par MiniBooNE ne peut s'expliquer seulement par une oscillation vers les neutrinos stériles.

L'excès d'événements dans la transition $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ observé par MiniBooNE étant concentré à basse énergie, l'expérience MicroBooNE a été conçue afin d'explorer davantage ce secteur [113].

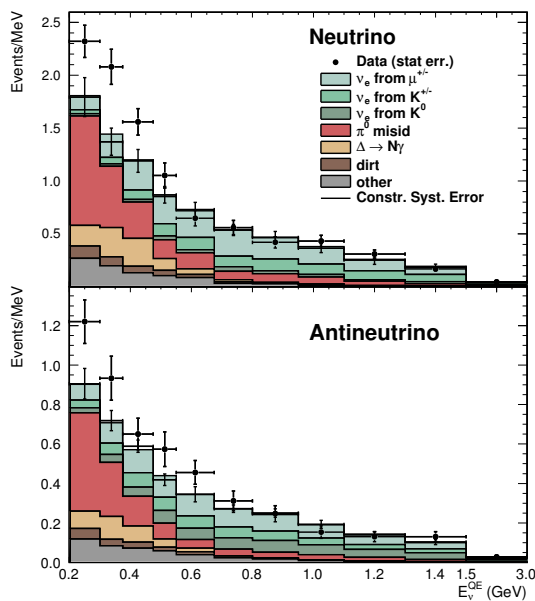


FIGURE 2.21 – Résultats de l'expérience MiniBooNE [112]. Comparaison des spectres d'énergie des $\bar{\nu}_e$ observés (points noirs) et attendus. L'excès est significatif à basse énergie, particulièrement en mode antineutrinos.

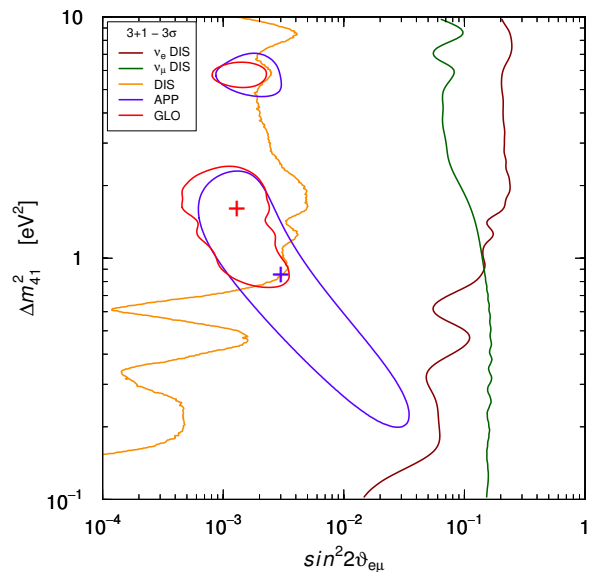


FIGURE 2.22 – Régions des paramètres d'une oscillation stérile permises à 3σ de confiance [114]. Sont représentées les contraintes exercées par les différentes expériences d'apparition et de disparition.

2.3.6 Bilan

Plusieurs anomalies demeurent dans la situation expérimentale actuelle : les déficits de détection des expériences à courte distance de propagation des réacteurs et des données d'étalonnage des détecteurs de neutrinos solaires SAGE et GALLEX ainsi que l'anomalie non encore résolue des mesures d'apparition de la saveur électronique dans les faisceaux de neutrinos muoniques. Ces anomalies indiquent l'éventualité de l'existence de neutrinos stériles à un Δm^2 de l'ordre de l'électronvolt carré.

Aucune de ces anomalies ne présente un degré de signification statistique permettant d'établir avec certitude l'existence de neutrinos stériles. Elles sont en effet chacune d'une signification de l'ordre de 3σ , à l'exception de LSND qui s'élève à $3,8\sigma$.

Cependant des tensions demeurent, en particulier les expériences auprès de faisceaux n'observent pas de disparition significative de neutrinos de saveur muonique compatible avec un

Δm^2 de l'ordre de l'électronvolt carré, de sorte qu'un ajustement global des mesures contraint fortement les paramètres d'une éventuelle oscillation vers des neutrinos stériles (cf. FIG. 2.22).

Des expériences dédiées doivent par conséquent être réalisées afin de confirmer cette oscillation et d'en mesurer les paramètres. La découverte éventuelle d'un neutrino stérile confère à ces diverses expériences un très fort potentiel. Les expériences auprès de réacteurs et utilisant des sources radioactives se trouvent les mieux placées pour apporter une réponse d'ici quelques années avec un coût relativement modeste. La maîtrise des bruits de fond constitue un défi pour les premières, tandis que la mise au point de la source s'avère une difficulté majeure pour les secondes. À plus long terme, les expériences auprès de faisceaux, représentant un investissement financier plus conséquent, permettront de préciser, le cas échéant, la phénoménologie de ces oscillations.

DEUXIÈME PARTIE

DOUBLE CHOOZ À LA RECHERCHE DE θ_{13}

Chapitre 1

De la source au signal

There are two ways to slide easily through life: Namely, to believe everything, or to doubt everything; both ways save us from thinking.

Alfred KORZYBSKI¹

L'EXPÉRIENCE Double Chooz a pour but de mesurer l'angle de mélange leptonique θ_{13} auprès des réacteurs nucléaires de Chooz, dans les Ardennes françaises. Le principe repose sur une mesure relative à deux détecteurs identiques : l'un près des cœurs pour contrôler la normalisation du flux, l'autre à une distance d'un kilomètre environ pour mesurer la disparition des $\bar{\nu}_e$. Cette disposition permet une réduction importante des incertitudes systématiques. Les détecteurs bénéficient également d'idées novatrices afin d'optimiser le rejet des bruits de fond.

Ces caractéristiques permettront à terme une mesure de précision du paramètre θ_{13} , lorsque les deux détecteurs fonctionneront, la mise en service du détecteur proche étant attendue pour le courant de l'année 2014. Le détecteur lointain, acquérant des données depuis 2011, a permis de fournir la première indication de disparition d'antineutrinos auprès de réacteurs [72]. Des publications plus récentes de la collaboration sont venues préciser cette mesure [115, 116].

1.1 Principes de l'expérience Double Chooz

1.1.1 Réacteurs et antineutrinos

Les réacteurs dits *nucléaires* reposent sur l'entretien contrôlé d'une chaîne de réactions de fission ; on parle plus couramment de *réaction en chaîne*. Que leur but soit de constituer une source de neutrons — pour des fins de recherche scientifique ou d'applications à la médecine — ou bien de produire de l'énergie — en général pour générer de l'électricité — le principe de fonctionnement demeure identique : les neutrons produits par la fission d'un isotope, dit *fissile*, servent à provoquer de nouvelles réactions de fission. La particularité d'un réacteur est d'être constamment maintenu dans un régime appelé *critique* où le taux de fission est stable dans le temps, plus précisément où le nombre de neutrons produits compense exactement le nombre de neutrons perdus (par absorption ou fuite).

L'uranium 235 constitue le seul isotope fissile disponible à l'état naturel. Aussi l'immense majorité des réacteurs aujourd'hui en fonctionnement dans le monde repose-t-elle sur son utilisation. La section efficace de fission de l'uranium 235 est élevée dans le domaine *thermique* — où le neutron a une énergie de l'ordre de l'agitation thermique, typiquement de l'ordre de

1. Alfred KORZYBSKI, *Manhood of Humanity*, 1921.

quelques meV — alors que les neutrons produits par la fission se répartissent au-delà du MeV — leur distribution est bien représentée par une maxwellienne s'étendant de 1 à 10 MeV et piquée autour de 2 MeV. On parle dans un cas de neutrons *thermiques*, ou neutrons *lents*, et par opposition de neutrons *rapides*. Pour passer du domaine rapide de leur émission au domaine thermique, où ils peuvent provoquer une nouvelle fission, les neutrons doivent subir une série de diffusions élastiques. Ce processus est connu sous le nom de *thermalisation* ; dans le domaine de la physique des réacteurs, on parle également de *modération*.

Une partie des neutrons se perd lors de la modération, soit par capture sur un noyau quelconque soit par fuite hors du cœur (milieu dans lequel est regroupé le combustible et sont confinées les réactions de fission) : sur les 2,4 neutrons émis en moyenne pour une fission d'uranium 235, un seul donne lieu à une nouvelle fission.

Différentes filières de réacteurs

Ainsi concevoir un réacteur revient-il à résoudre un problème à plusieurs paramètres qu'il faut concilier. Il existe une multitude de solutions qui ont donné naissance à de nombreuses filières industrielles ou expérimentales de réacteurs. Le but ici n'étant ni de donner une revue de tous les concepts de réacteurs, existants ou hypothétiques, ni de développer longuement la physique des réacteurs, nous nous bornerons à donner les caractéristiques principales qui permettent de distinguer les réacteurs de la centrale de Chooz d'autres types de réacteurs.

Trois éléments principaux permettent de caractériser un réacteur : le combustible, le modérateur¹ et le caloporteur. Le combustible se distingue avant tout par sa nature, bien que l'uranium 235 soit le seul isotope naturel fissile, il existe quelques isotopes fissiles artificiels tels que l' ^{233}U et le ^{239}Pu , ainsi que son enrichissement, c'est-à-dire la teneur en isotope fissile.

Le modérateur a pour but de fournir un milieu propice à la thermalisation des neutrons. L'eau, légère ou lourde, et le graphite en constituent les matériaux les plus courants. Ils se différencient par leur pouvoir de modération (caractérisé par la proportion d'énergie moyenne perdue par un neutron à chaque collision sur un noyau du matériau modérateur) et leur section efficace de capture des neutrons.

Le caloporteur, dont le rôle est d'assurer le refroidissement du cœur, peut être constitué d'eau légère, de gaz (hélium ou dioxyde de carbone) ou encore de métal liquide (sodium ou plomb) dans le cas des réacteurs rapides.

Toutes les combinaisons ne sont, bien entendu, pas viables ; certains choix, en particulier celui du modérateur, en imposent par conséquent d'autres.

Au début du développement de la filière nucléaire, la plupart des pays ont privilégié des techniques permettant d'utiliser l'uranium naturel, c'est-à-dire dans sa composition isotopique naturelle, évitant ainsi la phase coûteuse et alors difficilement maîtrisée de l'enrichissement. Ce fut le cas en particulier de la France, où les filières développées jusqu'aux années soixante n'utilisaient que de l'uranium naturel modéré par de l'eau lourde ou du graphite. À la fin des années soixante cependant, la France décida de se doter de réacteurs de conception américaine à eau légère. Le premier réacteur de ce type fut construit sur le site frontalier de Chooz dans les Ardennes françaises, en coopération avec des compagnies belges de production d'électricité [118].

Les réacteurs nucléaires de la centrale de Chooz

De 1967 à 1991 fut donc exploité sur le site de Chooz le premier réacteur à eau légère construit en France. Il s'agit d'un réacteur à eau pressurisé (REP) où modérateur et caloporteur

1. Certains réacteurs, dits *rapides*, privilégient la fission dans le domaine rapide et ne comportent par conséquent pas de modérateur. La France ne dispose plus de réacteur de ce type, et leur nombre est très réduit dans le monde ; il s'agit cependant d'un des concepts, et certainement des plus prometteurs, retenus pour la future génération de réacteurs électrogènes [117].

sont constitués par l'eau légère, maintenue en phase liquide par une pression de l'ordre de 150 bars.

Ce réacteur, actuellement en phase de démantèlement, se situait sous une colline au bord de la Meuse — le nom de Chooz A a été donné à ce site —, la colline constituant la barrière naturelle de confinement du bâtiment réacteur. Par la suite, la France privilégia cette filière à laquelle l'intégralité de ses réacteurs de puissance, c'est-à-dire électrogènes, appartiennent aujourd'hui.

La construction de deux nouvelles tranches fut lancée dans les années quatre-vingt-dix sur le site aujourd'hui connu comme Chooz B, dans la boucle de la Meuse située juste en face de Chooz A. Ces deux réacteurs, actuellement en fonctionnement, sont de type REP-N4, conception la plus récente exploitée dans le parc français.

Le cœur de ces réacteurs contient 205 assemblages de 264 crayons combustibles composés d'oxyde d'uranium UO_2 , enrichi de 1,8 % à 4 %, maintenus dans une gaine en alliage de zirconium (cf. FIG. 1.1 & 1.2).



FIGURE 1.1 – **Assemblage de REP** muni de grappes de commande [119, 120].

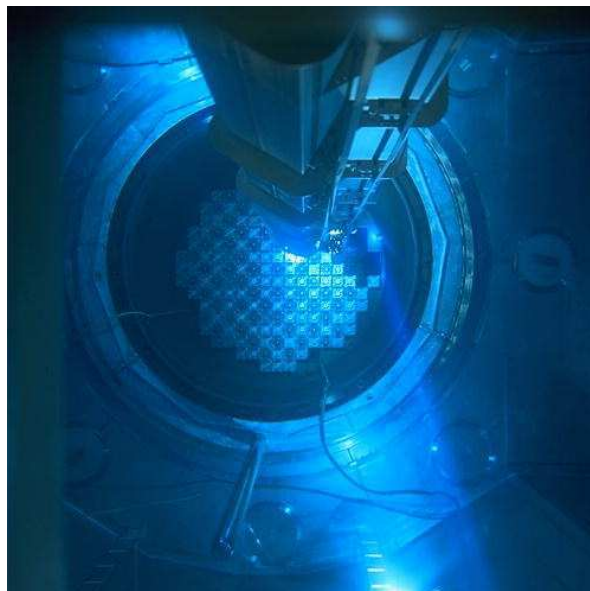


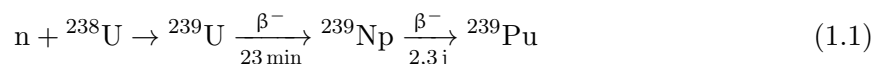
FIGURE 1.2 – **Cœur de REP**. Le cœur est ici ouvert lors d'une opération de rechargement sous eau [121, 120].

Évolution du combustible lors du fonctionnement d'un réacteur

Dans les réacteurs à neutrons thermiques, l'uranium 235 constitue l'isotope fissile. En réalité, cette affirmation ne s'avère que partiellement vraie, il serait plus juste de dire qu'il constitue l'un des isotopes fissiles, à de très rares exceptions près le principal.

En premier lieu, la section efficace de fission de l'uranium 238, composant plus de 95 % du contenu des assemblages, n'est pas totalement négligeable dans le domaine rapide (cf. FIG. 1.3). Aussi ce noyau contribue-t-il au total du nombre de fissions.

En outre, l'uranium 238 comporte une section efficace de capture — absorption ne donnant pas lieu à une fission — élevée, conduisant ainsi à la formation de l'uranium 239 instable qui, par désintégrations β^- successives, se transforme en plutonium 239 :



On désigne ce type de capture par le terme de *fertile* puisqu'un neutron *a priori* perdu pour la réaction en chaîne donne finalement naissance à un noyau fissile.

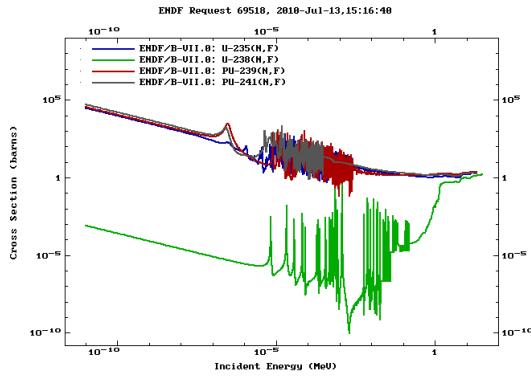


FIGURE 1.3 – Section efficace de fission des quatre principaux isotopes contributeurs [122]. On notera la faible section efficace de fission de l'uranium 238 en thermique, alors qu'elle est comparable à celle des autres isotopes en rapide.

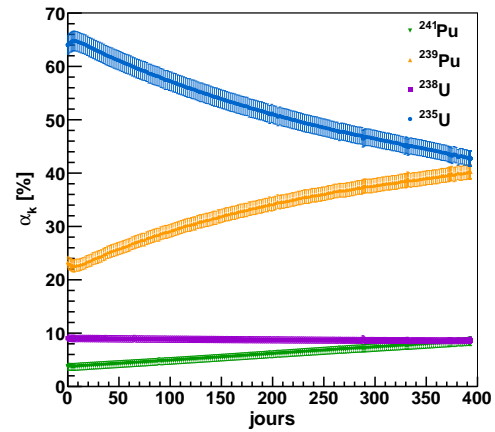


FIGURE 1.4 – Évolution des taux de fission des différents isotopes contributeurs lors d'un cycle. Simulation du réacteur B1 de Chooz [123].

Le ^{239}Pu , fissile, présente cependant une section efficace de capture non négligeable dans le domaine rapide, autorisant la production de ^{241}Pu , également fissile, par deux captures neutroniques successives :



Par conséquent, la composition du combustible change au cours du cycle de fonctionnement du réacteur de telle sorte que la contribution respective de chaque isotope — ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu — au nombre total de fissions évolue (cf. FIG. 1.4). On parle d'*usure* ou d'*évolution* du combustible, que l'on désigne parfois par le terme anglais de *burn-up*. La production de ^{239}Pu et de ^{241}Pu conduit à l'accumulation de ces isotopes dans le cœur, concurrençant l'uranium 235 pour la fission thermique.

Production des antineutrinos

La fission, sur laquelle repose la production d'électricité dans les réacteurs, génère non seulement de l'énergie et des neutrons permettant d'entretenir la réaction en chaîne mais également des éléments, fruits de la scission du noyau fissile, appelés *produits de fission* (cf. FIG. 1.5).

Le noyau d'uranium 235 contient 143 neutrons pour 92 protons. Cet excès de neutrons, caractéristique des noyaux lourds, a pour conséquence que les produits de fission sont riches en neutrons et décroissent par réactions β^- jusqu'à la vallée de stabilité (cf. FIG. 1.6). Chaque fission donne lieu à environ à six décroissances β^- , générant ainsi six antineutrinos électroniques.

Suivant l'isotope fissile, la distribution des produits de fission diffère (cf. FIG. 1.8), de sorte que le nombre et l'énergie des $\bar{\nu}_e$ dépendent de l'isotope fissionnant (cf. TAB. 1.1 & FIG. 1.7). Le flux d'antineutrinos varie par conséquent en fonction de l'évolution du combustible. Le concept de surveillance des réacteurs par le flux d'antineutrinos qu'ils émettent et les applications à la non-prolifération découlent de cette variation lors du fonctionnement des cœurs. D'autre part, les expériences auprès de réacteurs doivent tenir compte de cette évolution du flux d'antineutrinos.

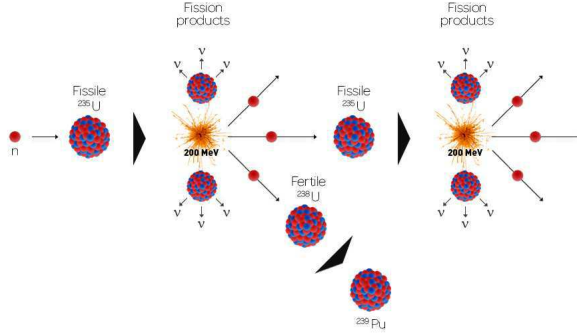


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de la réaction en chaîne.

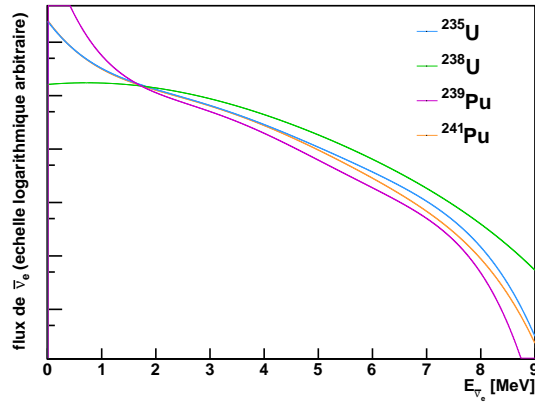


FIGURE 1.7 – Spectres des antineutrinos émis par ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu dans des paramétrisations en exponentielles de polynômes [41].

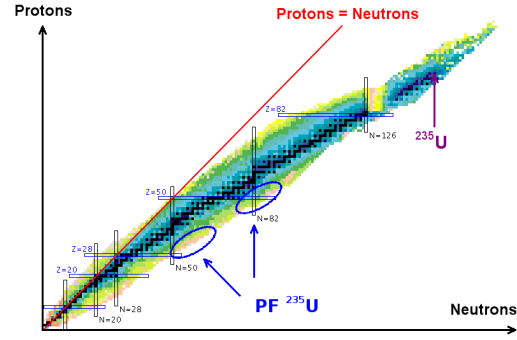


FIGURE 1.6 – Produits de fission de l' ^{235}U dans le tableau des isotopes. Les produits de fission, trop riches en neutrons, se trouvent en bas de la vallée de stabilité [124].

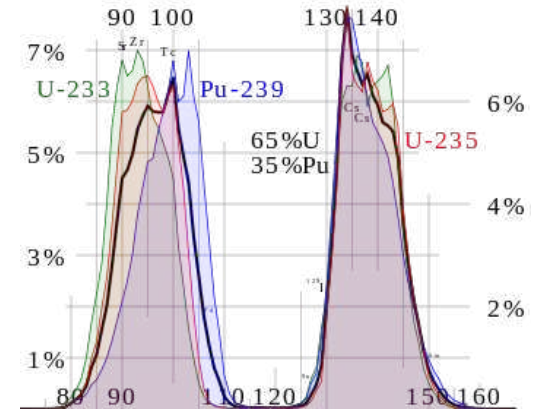


FIGURE 1.8 – Distribution des fragments de fission issus de la fission thermique de 4 combustibles de compositions différentes [125].

	Énergie libérée par fission (MeV)	Nombre de $\bar{\nu}_e$ émis par fission
^{235}U	$202,36 \pm 0,26$	$1,92 \pm 0,036$
^{238}U	$205,99 \pm 0,52$	$2,38 \pm 0,048$
^{239}Pu	$211,12 \pm 0,34$	$1,45 \pm 0,030$
^{241}Pu	$214,26 \pm 0,33$	$1,83 \pm 0,035$

TABLE 1.1 – Sensibilité à l'isotope fissile. Énergie moyenne libérée par fission [126] et nombre de $\bar{\nu}_e$ émis par fission au-dessus du seuil de la réaction β inverse (1,8 MeV) [127].

Spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$

Les antineutrinos produits dans le cœur des réacteurs sont émis par la décroissance β^- des produits de fission, lors de laquelle un neutron se transforme en proton (cf. Éq. 1.3) ; il s'agit d'un processus d'interaction faible, modifiant la saveur d'un quark de valence du neutron.

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.3)$$

En supposant que le noyau père est au repos et en négligeant le recul du noyau fils, deux

hypothèses raisonnables, la conservation de l'énergie donne :

$$m_X = m_Y + E^* + E_{e^-} + E_{\bar{\nu}_e} \quad (1.4)$$

où m_X et m_Y représentent les masses respectivement du noyau père et du noyau fils, E_{e^-} et $E_{\bar{\nu}_e}$ les énergies respectives de l'électron et du neutrino et E^* désigne l'éventuelle énergie d'excitation du noyau fils. On note couramment $Q_\beta = m_X - m_Y$ la différence de masse entre noyaux père et fils dont la valeur est fixée par les noyaux considérés. Les valeurs prises par l'énergie d'excitation E^* sont quantifiées, on parle de branche β associée à chaque valeur discrète de E^* . Ainsi pour chaque branche définit-on l'énergie E_θ disponible pour la paire de leptons :

$$E_{\theta,b} = Q_\beta + E_b^* = E_{e^-} + E_{\bar{\nu}_e} \quad (1.5)$$

Électron et antineutrino se partagent donc l'énergie disponible de la branche de décroissance : connaître l'énergie de l'un revient à connaître celle de l'autre. On peut mesurer, ou calculer par la théorie de Fermi¹, le spectre d'énergie des électrons associés à une branche de décroissance $S_{e^-,b}^X$, ce qui permet de reconstruire le spectre $S_{\bar{\nu}_e,b}(E)$, c'est-à-dire la distribution en énergie, des $\bar{\nu}_e$:

$$S_{\bar{\nu}_e,b}^X(E) = S_{e^-,b}^X(E_{\theta,b} - E) \quad (1.6)$$

La désintégration d'un noyau père donné comporte de manière générale plusieurs branches N_b^X qui contribuent chacune au spectre total, selon leur rapport de branchement Γ_b :

$$\begin{aligned} S_{\bar{\nu}_e}^X(E) &= \sum_{b=1}^{N_b^X} \Gamma_b S_{\bar{\nu}_e,b}^X(E) \\ &= \sum_{b=1}^{N_b^X} \Gamma_b S_{e^-,b}^X(E_{\theta,b} - E) \end{aligned} \quad (1.7)$$

Or ce que l'on peut évaluer — $S_{e^-}^X(E)$ — n'est pas relié simplement à $S_{\bar{\nu}_e}^X(E)$:

$$S_{e^-}^X(E) = \sum_{b=1}^{N_b^X} \Gamma_b S_{e^-,b}^X(E) \quad (1.8)$$

On voudrait pouvoir définir un E_θ^X qui permette d'écrire :

$$S_{\bar{\nu}_e}^X(E) = S_{e^-}^X(E_\theta^X - E) \quad (1.9)$$

Il est bien évident au vu des relations ci-dessus qu'un tel E_θ^X n'existe pas, et l'on commence alors à entrevoir l'étendue et la complexité du problème qui s'offre à nous, complexité qu'illustrent bien les figures 1.9 & 1.10.

En outre dans un réacteur, il n'y a pas *une* mais *une multitude* de décroissances β , ayant chacune plusieurs branches. Il faut tenir compte de l'ensemble des produits de fission (PF) pour

1. En pratique la mesure du spectre associé à chaque branche s'avère difficile, non seulement à cause du grand nombre de produits de fission et de branches, mais surtout pour des contraintes expérimentales, en particulier le temps de vie très court de certains isotopes. Le calcul par la théorie de Fermi pose d'autres problèmes qui, combinés à l'insuffisance des données nucléaires, conduisent à une incertitude importante. Au lecteur qui voudrait approfondir ce sujet, nous conseillons la lecture de la thèse de doctorat de M. Thomas MUELLER dont le cinquième chapitre est consacré à la problématique de la prédiction des spectres des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs [70].

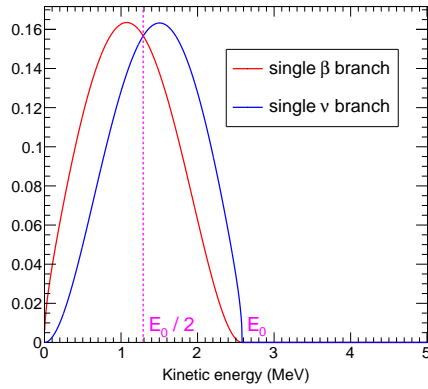


FIGURE 1.9 – **Spectres d'énergie** des e^- et $\bar{\nu}_e$ issus d'une unique branche de décroissance [70].

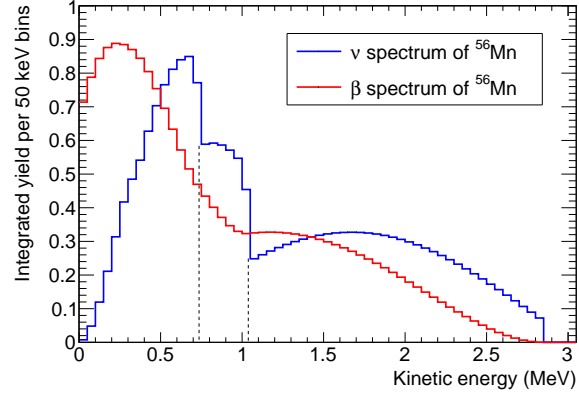


FIGURE 1.10 – **Décroissance β^- du ^{56}Mn** . Spectres d'énergie des électrons et $\bar{\nu}_e$ [70].

le calcul du spectre total :

$$\begin{aligned}
 S_{\bar{\nu}_e}(E) &= \sum_{X \in PF} \mathcal{A}_X S_{\bar{\nu}_e}^X(E) \\
 &= \sum_{X \in PF} \mathcal{A}_X \sum_{b=1}^{N_b^X} \Gamma_b S_{e^-,b}^X(E_{0,b} - E)
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

où \mathcal{A}_X représente l'activité du noyau X dans le cœur, dont le calcul nécessite la connaissance à la fois de la concentration en noyau X dans le cœur, obtenue à partir des rendements de fission, et de sa période radioactive. Lorsque l'on sait que les produits de fission contribuant aux décroissances β totalisent plus de dix mille branches, on mesure combien un calcul du spectre d'énergie des neutrinos à partir des bases de données nucléaires, méthode dite *ab initio*, s'avère un défi, tant théorique qu'expérimental. En l'état actuel des bases de données nucléaires, une telle méthode permet une précision de l'ordre de 10 % jusqu'à 6 MeV et bien moindre au-delà [70].

Conversion des spectres d'énergie des électrons mesurés à l'ILL

Dans les années quatre-vingt ont été mesurés à l'Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble les spectres d'énergie des électrons émis lors de la fission thermique de l'uranium 235, du plutonium 239 et du plutonium 241 [95, 96, 97]. Pour effectuer ces mesures, des feuillets constitués d'un isotope fissile ont été successivement placés à 80 cm environ du cœur, où le flux de neutrons est très thermique, le spectre en énergie des électrons issus de la décroissance des produits de fission étant ensuite mesuré dans le spectromètre BILL [128].

Cette technique permet donc d'obtenir, pour chaque isotope, l'intégralité du spectre d'énergie des électrons, correspondant à la somme des contributions des différentes branches. Encore faut-il le convertir en spectre d'énergie des $\bar{\nu}_e$, et pour ce faire, il faudrait là aussi connaître toutes les branches β .

La méthode utilisée dans les années quatre-vingt repose sur l'utilisation de branches β *virtuelles* ou *effectives* — c'est-à-dire dont l'énergie disponible, le numéro atomique et le nombre de masse sont fixés pour correspondre au mieux aux données. L'ajustement du spectre total nécessite une trentaine de ces branches virtuelles pour une description satisfaisante. La conversion vers le spectre d'énergie des $\bar{\nu}_e$ est ensuite assurée en utilisant les caractéristiques de ces branches virtuelles [96]. Le principe de cette méthode est illustré par la figure 1.11.

Dans le cadre de l'expérience Double Chooz, cette procédure a été révisée ces dernières années afin de tenir compte des connaissances nouvelles accumulées dans les bases de données

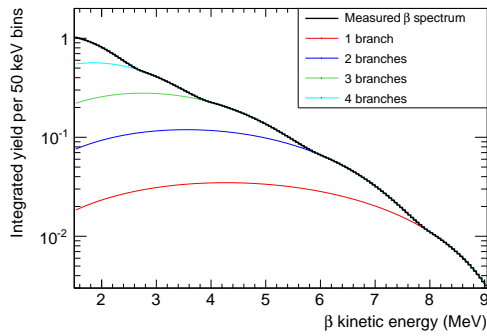


FIGURE 1.11 – **Procédure de conversion des spectres électrons en spectres $\bar{\nu}_e$.** Le spectre électron mesuré, en noir, est ajusté par la somme de quatre branches virtuelles [70].

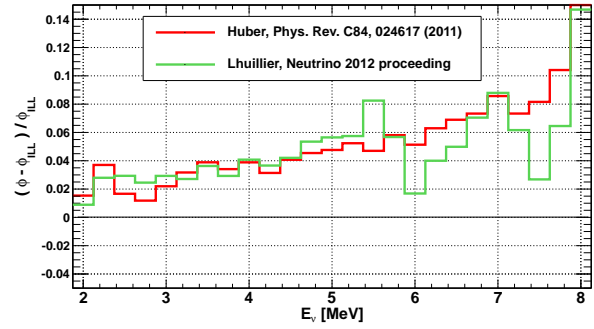


FIGURE 1.12 – **Résidus des spectres $\bar{\nu}_e$ détectés de l' ^{235}U entre les nouvelles conversions [98, 99] et la conversion initiale des spectres électrons de l'ILL [96].**

nucléaires [70, 41]. L'ensemble des données nucléaires disponibles a été inclus. La procédure révisée a permis de mettre en évidence un biais dans le choix du nombre atomique des branches virtuelles et dans l'application des corrections à la théorie de Fermi.

Les travaux de M. Patrick HUBER [99] sont venus vérifier ces résultats, se fondant uniquement sur l'utilisation de branches β virtuelles, mais avec une technique améliorée et l'utilisation des dernières corrections sur la section efficace de la réaction de détection des $\bar{\nu}_e$.

Finalement, les deux évaluations récentes des spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ [41, 99] sont en bon accord et relèvent — en moyenne sur l'ensemble de l'étendue en énergie et pour les différents isotopes contributeurs¹ — le nombre de $\bar{\nu}_e$ attendus d'environ 3,5 % (cf. FIG. 1.12).

1.1.2 Détection des $\bar{\nu}_e$

La détection des $\bar{\nu}_e$ dans l'expérience Double Chooz repose sur la réaction β inverse dans un liquide scintillant dopé en gadolinium, qui offre la possibilité d'identifier l'interaction du neutrino incident par la coïncidence temporelle de la détection des deux produits de la réaction, réduisant ainsi la contamination des bruits de fond.

Réaction β inverse

Les neutrinos peuvent interagir uniquement par processus électrofaibles dans le cadre du modèle standard de la physique des particules, échangeant des bosons de jauge chargés (W^+ et W^-) ou neutres (Z^0) — on parle respectivement de *courant chargé* et de *courant neutre*. La diffusion élastique des $\bar{\nu}_e$ sur un électron présente une section efficace faible et n'offre pas de signal caractéristique qui rendrait aisée sa détection. La détection de l'interaction par courant neutre des $\bar{\nu}_e$ avec un nucléon est encore plus délicate : il s'agirait d'observer le recul du nucléon, de l'ordre de quelques keV. Finalement, l'interaction par courant chargé sur un proton — couramment appelée *réaction β inverse* —, qui présente une section efficace suffisamment « élevée », apparaît comme une solution viable :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

1. Comme la section efficace de fission de l' ^{238}U est faible en thermique, la contribution de cet isotope n'a pu être mesurée à l'ILL. La méthode *ab initio* doit donc être utilisée dans ce cas. La contribution de l' ^{238}U à l'ensemble des fissions étant inférieure à 10 %, l'impact sur l'incertitude totale demeure limité. Des mesures, dont la publication est encore attendue, ont récemment été menées à Garching.

Elle génère en outre un signal très caractéristique par l'émission simultanée de deux particules facilement observables (cf. FIG. 1.13).

Le seuil de la réaction dépend du noyau auquel appartient le proton. Pour un proton libre — noyau de l'atome d'hydrogène —, supposé au repos, et en négligeant la masse du neutrino, l'énergie du seuil de la réaction dans le laboratoire s'écrit :

$$E_{\bar{\nu}_e}^{seuil} = \frac{(m_e + m_n)^2 - m_p^2}{2m_p} \simeq 1,806 \text{ MeV} \quad (1.11)$$

où m_e , m_n et m_p représentent respectivement les masses de l'électron, du neutron et du proton. Le seuil de la réaction β inverse est plus élevé pour d'autres noyaux cibles. En outre, le neutron produit ne serait pas libre dans ce cas et ne pourrait être détecté.

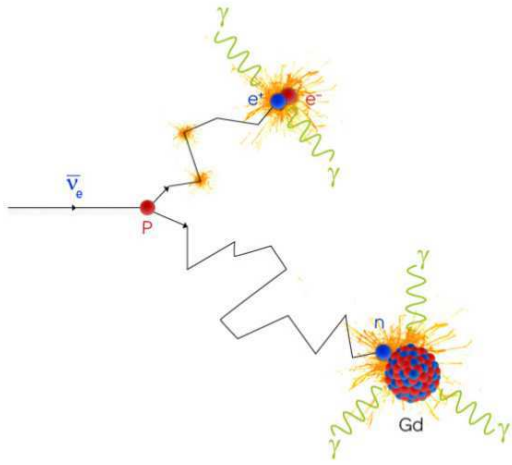


FIGURE 1.13 – Détection de la réaction β inverse dans les détecteurs de Double Chooz.

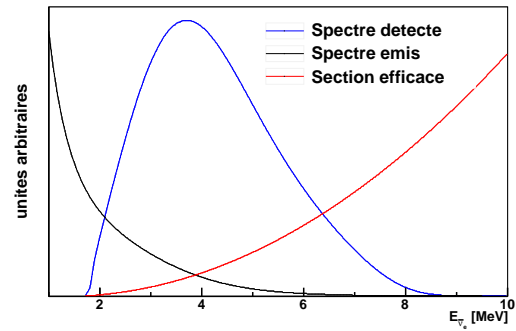


FIGURE 1.14 – Le spectre détecté résulte du produit du spectre des $\bar{\nu}_e$ émis par la section efficace de la réaction β inverse. Le spectre représenté ici correspond à celui émis par la fission de l' ^{235}U — paramétrisation polynomiale dans [99].

La section efficace de cette réaction sur le proton libre s'écrit [129] :

$$\sigma = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} p_{e^+} E_{e^+} \quad (1.12)$$

où m_e représente la masse de l'électron et τ_n le temps de vie du neutron. Le facteur d'espace et de phase, $f = 1,7152$, inclut les corrections coulombiennes, de magnétisme faible, de recul et radiatives externes [130]. Seules les corrections radiatives internes, faibles, seront négligées. On a l'habitude de regrouper les termes constants dans une constante K , inversement proportionnelle au temps de vie du neutron τ_n :

$$K = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} \quad (1.13)$$

En utilisant la mesure la plus récente — $\tau_n = 880,7 \pm 1,8 \text{ s}$ [131] —, le calcul de la constante K donne :

$$K = (9,61 \pm 0,02) \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-2}$$

La relation entre l'énergie du positon émis lors d'une réaction β inverse et l'énergie du neutrino incident se déduit par un calcul de cinématique simple :

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2m_p E_{e^+} + m_n^2 - m_p^2 - m_e^2}{m_p - E_{e^+} + \cos \theta \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2}} \quad (1.14)$$

où θ représente l'angle entre la direction du neutron émis et celle du neutrino incident. En négligeant le recul du neutron — dont la masse est très supérieure à celle du positon — et en notant Δ l'écart de masse entre le neutron et le proton ($\Delta = m_n - m_p = 1,293 \text{ MeV}$), on obtient :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + \Delta + \mathcal{O}(E_{e^+}/m_n) \quad (1.15)$$

La section efficace de la réaction β inverse peut alors s'écrire simplement :

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) \simeq K(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta) \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_e^2} \quad (1.16)$$

Elle est représentée, avec les spectres d'énergie des neutrinos émis et détectés, en figure 1.14.

Dans un détecteur composé de liquide scintillant — comme celui de Double Chooz —, l'énergie visible, c'est-à-dire l'énergie réellement déposée dans le liquide par le positon, correspond à la somme de son énergie cinétique T_{e^+} et de l'énergie libérée lors de son annihilation avec un électron au repos :

$$E_{vis} = T_{e^+} + 2m_e \simeq E_{\bar{\nu}_e} - \Delta + m_e \simeq E_{\bar{\nu}_e} - 0,782 \text{ MeV} \quad (1.17)$$

On peut remarquer alors que, l'énergie cinétique du positon étant nécessairement positive, l'énergie visible du signal recherché débute à $2m_e$, soit 1,022 MeV.

Ainsi l'énergie portée par le positon émis, directement reliée à celle du neutrino incident, est-elle instantanément déposée et détectée. Le neutron produit se thermalise puis diffuse dans le milieu ambiant, jusqu'à sa capture sur un noyau. On parle ainsi de signaux, ou d'événements, *prompt* et *retardé* pour désigner la détection respectivement du positon et du neutron. Le processus de thermalisation est bref, de l'ordre de quelques microsecondes dans un milieu riche en noyaux légers ; la capture et son temps caractéristique dépendent de la composition du milieu en noyaux capturants. Afin de limiter le temps de capture et d'obtenir un signal bien caractérisé pour la capture du neutron, le liquide scintillant est dopé en gadolinium. Ce matériau présente le double avantage d'être à la fois fortement capturant — la section efficace s'élève à plusieurs dizaines de milliers de barns pour des neutrons thermiques — et de générer, lors de sa désexcitation, une cascade de rayons γ d'une énergie totale d'environ 8 MeV (cf. TAB. 1.2), bien au-delà de la limite de la radioactivité naturelle dont la raie du thallium 208 à 2,6 MeV constitue la limite supérieure.

Isotope	$\sum_i E_{\gamma_i}$ (MeV)	Abondance isotopique naturelle (%)	Section efficace (n, γ) thermique (barns)	Intensité relative
^{152}Gd	6,247	0,20	735	$3,0 \cdot 10^{-5}$
^{154}Gd	6,438	2,18	85	$3,8 \cdot 10^{-5}$
^{155}Gd	8,536	14,80	60 900	0,1848
^{156}Gd	6,360	20,47	1,50	$6,0 \cdot 10^{-6}$
^{157}Gd	7,937	15,65	254 000	0,8151
^{158}Gd	5,942	24,84	2,20	$1,1 \cdot 10^{-5}$
^{160}Gd	5,635	21,86	0,77	$3,0 \cdot 10^{-6}$

TABLE 1.2 – **Sections efficaces de capture radiative** du neutron sur les différents isotopes de gadolinium et énergie totale des rayonnements γ émis [40].

L'utilisation de liquide scintillant pour détecter l'énergie libérée par les différentes particules présente plusieurs avantages. En premier lieu, il s'agit d'un milieu à la fois cible et détecteur, fournissant les protons libres en nombre et permettant de transformer l'énergie déposée en signal lumineux. En effet, ces liquides organiques contiennent des molécules émettant de la lumière lors

de leur désexcitation après avoir été exposées à des rayonnements ionisants. En outre, ils offrent également un milieu propice à la thermalisation des neutrons par le grand nombre de noyaux d'hydrogène qu'ils contiennent.

Bruits de fond

Tout signal capable de reproduire la signature caractéristique de la réaction β inverse, coïncidence temporelle de deux événements dans des fenêtres d'énergie bien précises, constitue un bruit de fond. Ceux-ci peuvent être divisés en deux grandes catégories :

- les bruits de fond dits *accidentels*, composés de la coïncidence aléatoire de deux signaux indépendants,
- et les bruits de fond dits *corrélés*, composés de la coïncidence de deux signaux ayant une origine physique commune.

Les bruits de fond accidentels sont composés d'un événement prompt constitué par un γ de radioactivité naturelle — plutôt dans la partie basse donc de la plage d'énergie couverte par le positon issu de réaction β inverse — et de la capture d'un neutron sur le gadolinium — neutron généré par une réaction de spallation dans les matériaux environnants par un muon des rayonnements cosmiques — ou de tout autre signal se situant dans la même gamme d'énergie.

Les bruits de fond corrélés comportent plusieurs types. Dans le cas d'expériences menées à moyenne distance des cœurs du réacteur comme Double Chooz, ils tirent tous leur origine des rayonnements cosmiques, et plus particulièrement des muons produits par les désintégrations des pions générés par les gerbes cosmiques dans la haute atmosphère.

Les neutrons rapides constituent des produits probables des réactions de spallation par les muons dans les matériaux environnants. Neutrons rapides qui, lors de leur thermalisation, peuvent provoquer des reculs de protons, vus dans le liquide scintillant comme un événement prompt ayant une énergie compatible avec un positon issu de réaction β inverse. À l'issue du processus de thermalisation, sa capture sur un noyau de gadolinium sera identifiée comme événement retardé.

Les muons peuvent également se désintégrer — avec un temps de vie au repos de l'ordre de $2,2\ \mu\text{s}$ [132] — à l'intérieur du détecteur, dans le liquide scintillant, selon les réactions :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \text{et} \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

L'énergie déposée par le passage du muon est alors identifiée comme le dépôt d'énergie d'un positon issu de réaction β inverse tandis que l'électron (ou le positon) produit par sa désintégration est interprété comme une capture d'un neutron sur le gadolinium, quand son énergie tombe dans la fenêtre correspondante. On regroupe couramment ce type de bruit de fond avec les neutrons rapides car il est difficile en pratique de les distinguer.

Les spallations induites par les muons sur le ^{12}C peuvent également produire des noyaux exotiques, se désintégrant en émettant un électron puis un neutron, tels que ^9Li et ^8He [133]. Lorsque ces isotopes sont produits dans le détecteur, le dépôt d'énergie correspondant à la désintégration β — qui recoupe en grande partie le spectre des positons émis par réaction β inverse — est interprété comme un événement prompt tandis que le neutron se fait capturer sur un noyau de gadolinium après sa thermalisation, donnant lieu à un événement retardé.

Le rejet de ces bruits de fond et la maîtrise des incertitudes systématiques associées sont essentiels au succès de l'expérience Double Chooz et de la mesure du paramètre de mélange θ_{13} .

1.1.3 Vers une mesure de précision de l'oscillation

L'expérience de CHOOZ [40], qui avait eu lieu sur le même site à la fin des années quatre-vingt-dix, n'avait pu observer de signal d'oscillation faute de statistique suffisante mais surtout à cause d'incertitudes systématiques — tant de détection que de normalisation des prédictions de flux d'antineutrinos — trop élevées. La collaboration de CHOOZ ne put que mettre une limite supérieure à la valeur de l'angle de mélange θ_{13} .

L'expérience Double Chooz fut ainsi conçue de manière à pouvoir effectuer une mesure de précision de θ_{13} , même dans le cas où celui-ci eût été proche de zéro. Les sources d'incertitudes systématiques doivent donc être combattues sur les deux fronts que constituent la prédiction des flux d'antineutrinos émis par les réacteurs et la maîtrise des bruits de fond et des effets de détection. Ce second aspect sera traité dans la section 1.2, où la géométrie des détecteurs sera présentée en même temps que seront exposés les principes qui ont présidé à leur conception.

Afin de s'affranchir, autant que faire se peut, de la prédiction des spectres d'antineutrinos attendus, l'expérience Double Chooz se fonde sur le principe de mesure relative reposant sur deux détecteurs identiques. En effet, la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ d'énergie $E_{\bar{\nu}_e}$ à une distance L de la source étant donnée par la formule 1.18, il est possible de placer judicieusement deux détecteurs, de sorte que l'un mesure le flux des $\bar{\nu}_e$ à une courte distance de la source, là où l'oscillation due à θ_{13} ne s'est pas encore développée, et l'autre à un kilomètre environ, où l'impact de θ_{13} est proche de son maximum (cf. FIG. 1.15).

$$P_{ee}(E_{\bar{\nu}_e}, L, \Delta m_{31}^2, \theta_{13}) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m_{31}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_{\bar{\nu}_e} [\text{MeV}]} \right) \quad (1.18)$$

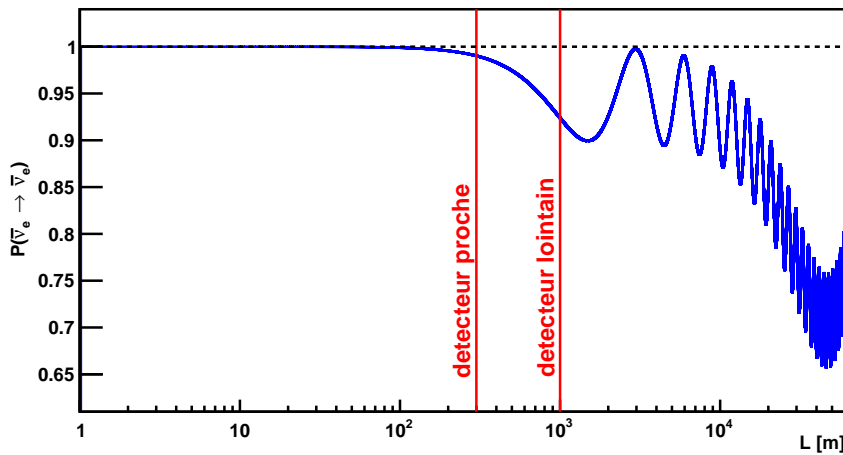


FIGURE 1.15 – Probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ en fonction de la distance à la source pour $\Delta m_{31}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,1$ et à une énergie de 3 MeV. Les positions des deux détecteurs de Double Chooz sont matérialisées par les traits rouges. À plus grandes distances, l'effet de θ_{12} — négligé dans la formule 1.18 — se développe.

En outre, en donnant à ces deux détecteurs une géométrie parfaitement identique, la majeure partie des erreurs systématiques provenant des incertitudes de détection affectant la normalisation du flux s'annule.

Cet objectif de réduction de l'incertitude systématique, allié à celui de réduction de l'incertitude statistique, guide également le choix du site de l'expérience. Le laboratoire utilisé par l'expérience CHOOZ s'avère un bon emplacement pour notre détecteur lointain. Celui-ci est situé

dans une ancienne galerie d'accès à la centrale de Chooz A, sous une colline — donc offrant une protection face aux rayonnements cosmiques —, à une distance d'environ un kilomètre des deux cœurs de Chooz B, proche du maximum attendu de l'oscillation (cf. FIG. 1.16).

Les deux cœurs actuellement exploités à la centrale de Chooz sont les plus puissants du parc français, environ $4,4 \text{ GW}_{\text{th}}$ chacun, constituant une source particulièrement intense d'antineutrinos. Un rapide calcul donne le nombre de neutrinos attendus au-dessus du seuil de la réaction β inverse dans un angle solide de 4π (en considérant qu'une fission libère 200 MeV et deux $\bar{\nu}_e$ en moyenne au-dessus du seuil) :

$$N_{\bar{\nu}_e}^{\text{émis}} = \frac{N_{\text{réacteurs}} \cdot N_{\nu}^{\text{émis par fission}} \cdot P_{\text{th}}}{E_{\text{libérée par fission}}} \simeq \frac{2 \cdot 2 \cdot 4400}{200 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}} \simeq 5,5 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1} \quad (1.19)$$

En outre, une configuration à deux réacteurs permet de placer les deux détecteurs de sorte qu'ils détectent la même proportion de $\bar{\nu}_e$ provenant de chaque cœur, limitant ainsi au maximum les corrections de normalisation du flux attendu. Des périodes lors desquelles les deux réacteurs sont à l'arrêt — périodes particulièrement intéressantes car elles permettent une mesure des bruits de fond — peuvent également être envisagées (chose impensable lorsqu'un site comporte plus de trois réacteurs).



FIGURE 1.16 – **Site de l'expérience Double Chooz.** On peut distinguer les deux réacteurs (au centre) et le site de Chooz A (à droite, de l'autre côté de la Meuse) où se situe le laboratoire lointain.

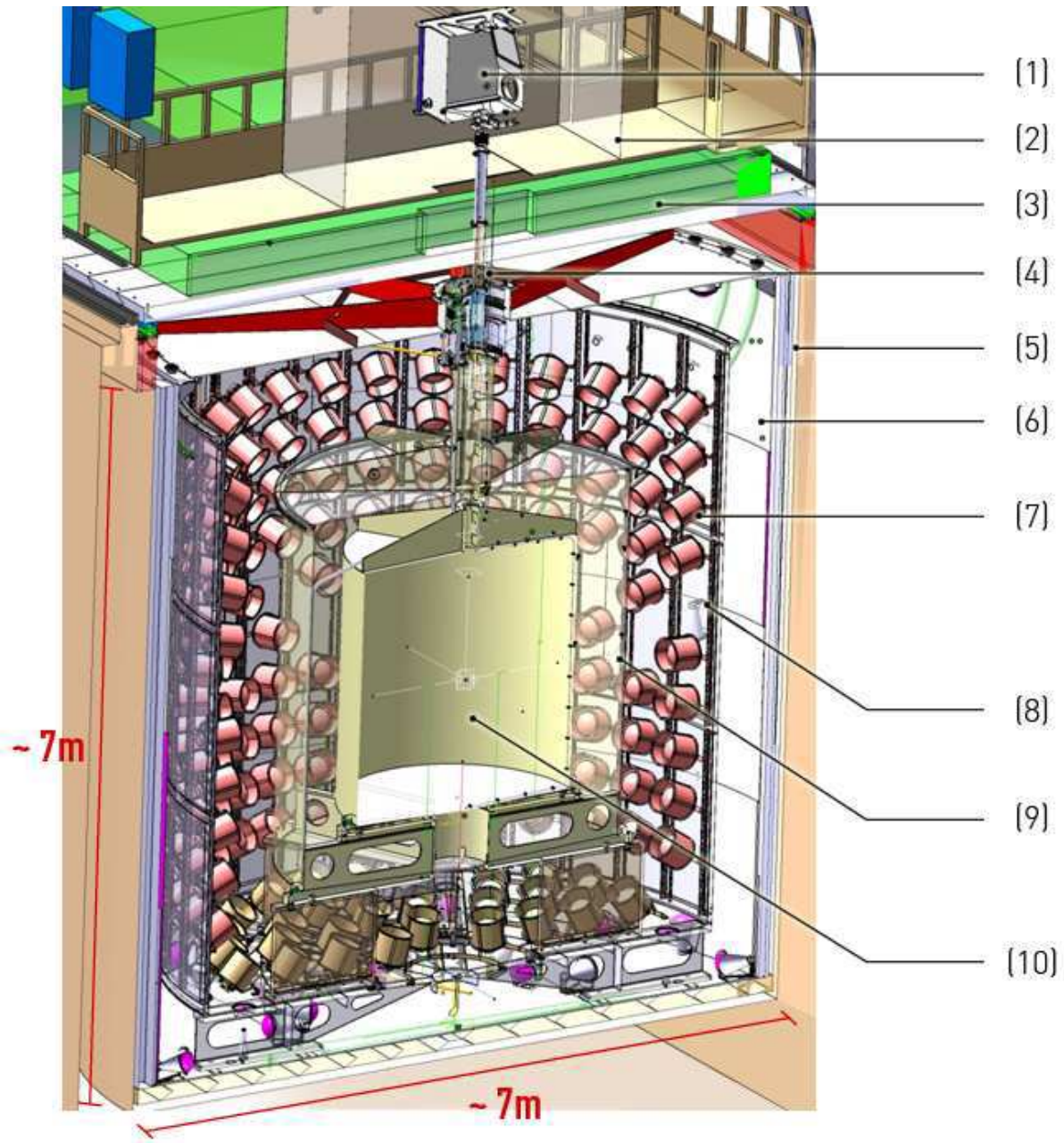
L'expérience Double Chooz dispose ainsi d'un site favorable, l'accent doit être mis également sur la réduction et l'efficacité de rejet des bruits de fond afin de maintenir un niveau faible d'incertitude systématique.

1.2 Détecteurs

La détection des $\bar{\nu}_e$ dans Double Chooz repose sur la réaction β inverse dans un liquide scintillant dopé au gadolinium entouré par des tubes photo-multiplicateurs (PM). Ce concept est partagé par d'autres expériences, en particulier par CHOOZ. La spécificité de Double Chooz par rapport à cette dernière tient à la réduction des incertitudes systématiques par une configuration à deux détecteurs et par une conception optimisée [134].

1.2.1 Géométrie des détecteurs

Chaque détecteur est contenu dans un puits cylindrique de 7 m de rayon et 7 m de hauteur environ divisé en plusieurs volumes imbriqués. Une vue d'ensemble est donnée en figure 1.17.



- | | |
|------------------------------|-------------------------------------|
| [1] boîte à gants | [6] <i>veto</i> interne (IV) |
| [2] tente propre | [7] PM du détecteur interne |
| [3] <i>veto</i> externe (OV) | [8] volume tampon (<i>buffer</i>) |
| [4] cheminée | [9] <i>gamma-catcher</i> |
| [5] blindage | [10] cible |

FIGURE 1.17 – Vue en coupe des détecteurs de Double Chooz.

Détecteur interne

Le volume cible, le plus interne, constitue le cœur des détecteurs de Double Chooz. Il est composé d'une cuve cylindrique en acrylique de 8 mm d'épaisseur et contenant 10,3 m³ de liquide scintillant dopé en gadolinium. C'est au sein de ce volume que les interactions des $\bar{\nu}_e$ par réactions β inverses peuvent être détectées.

Ce volume cible est entouré d'une cuve cylindrique en acrylique de 10 mm d'épaisseur et remplie de 22,6 m³ de liquide scintillant non dopé en gadolinium. Ce volume — désigné par le terme de *gamma-catcher* — a pour but de permettre aux rayonnements γ émis dans le volume cible de déposer entièrement leur énergie, ceci afin d'améliorer non seulement la résolution en énergie mais surtout l'efficacité de détection, et l'incertitude qui lui est attachée. Les rayonnements γ présentent une probabilité de fuite élevée ; ils déposent leur énergie par des diffusions Compton en des points distants de plusieurs centimètres répartis sur l'ensemble de leur trajectoire, qui atteint environ 30 cm pour des γ de 3 MeV. Le *gamma-catcher*, d'une épaisseur de 60 cm environ autour de la cible, permet ainsi de limiter les effets de bord dus à la fuite d'un des rayonnements γ de 511 keV résultant de l'annihilation du positon, qui conduirait à une déformation du spectre d'énergie détecté. En outre, il permet de détecter la majeure partie de l'énergie des rayonnements γ émis par la capture radiative du neutron sur le noyau de gadolinium, et ce même pour les neutrons produits à la périphérie de la cible. De la sorte, le volume fiduciel de l'expérience est bien constitué de l'intégralité du volume cible, physiquement défini : aucune coupure ne sera nécessaire pour définir le volume d'interaction.

Le *gamma-catcher* est lui-même contenu dans un troisième cylindre constitué d'une cuve en acier inoxydable de 3 mm d'épaisseur et rempli d'huile minérale non scintillante. Ce volume, d'une épaisseur de 95 cm environ, a pour but d'éloigner les tubes photo-multiplicateur détectant la lumière produite par les interactions dans le liquide scintillant du lieu des interactions, et ceci pour deux raisons :

- assurer une meilleure uniformité de la collecte de lumière, et partant de la réponse en énergie, dans l'ensemble du volume cible,
- éviter le dépôt d'énergie dans le liquide scintillant des rayonnements γ émis par le potassium 40 contenu dans le verre des PM.

Il porte ainsi le nom de volume « tampon », plus couramment utilisé dans sa traduction en langue anglaise « *buffer* ». L'enceinte de ce volume permet en outre de fournir un support pour la fixation des 390 tubes photo-multiplicateurs de 10 pouces¹. L'ajout de ce tampon, utilisé pour la première fois par la collaboration Borexino [136], est l'une des innovations majeures par rapport à l'expérience CHOOZ.

L'ensemble de ces trois volumes imbriqués constitue le détecteur interne (abrégié en ID pour l'anglais *inner detector*). Le tableau 1.3 résume les dimensions caractéristiques des enceintes, ainsi que la composition des différents liquides dont elles sont remplies.

Liquides scintillants

L'expérience CHOOZ avait été limitée dans le temps à cause de la dégradation du liquide scintillant dopé en gadolinium. Par conséquent, d'importants travaux ont été consacrés à la technique d'élaboration des liquides scintillants pour Double Chooz, travaux qui ont abouti à une nouvelle méthode de « dopage » des liquides scintillants organiques en métaux [137].

Les liquides doivent respecter plusieurs critères principaux : présenter une bonne transparence optique (soit une longueur d'atténuation élevée), offrir une solubilité satisfaisante pour le gadolinium, être faiblement contaminés en isotopes radioactifs (on parle de *radio-pureté*) et chimiquement stables afin d'assurer l'uniformité de la réponse du liquide dans le temps. En outre,

1. Il s'agit de photo-multiplicateurs Hamamatsu dont la caractérisation et la validation ont fait l'objet d'une publication [135].

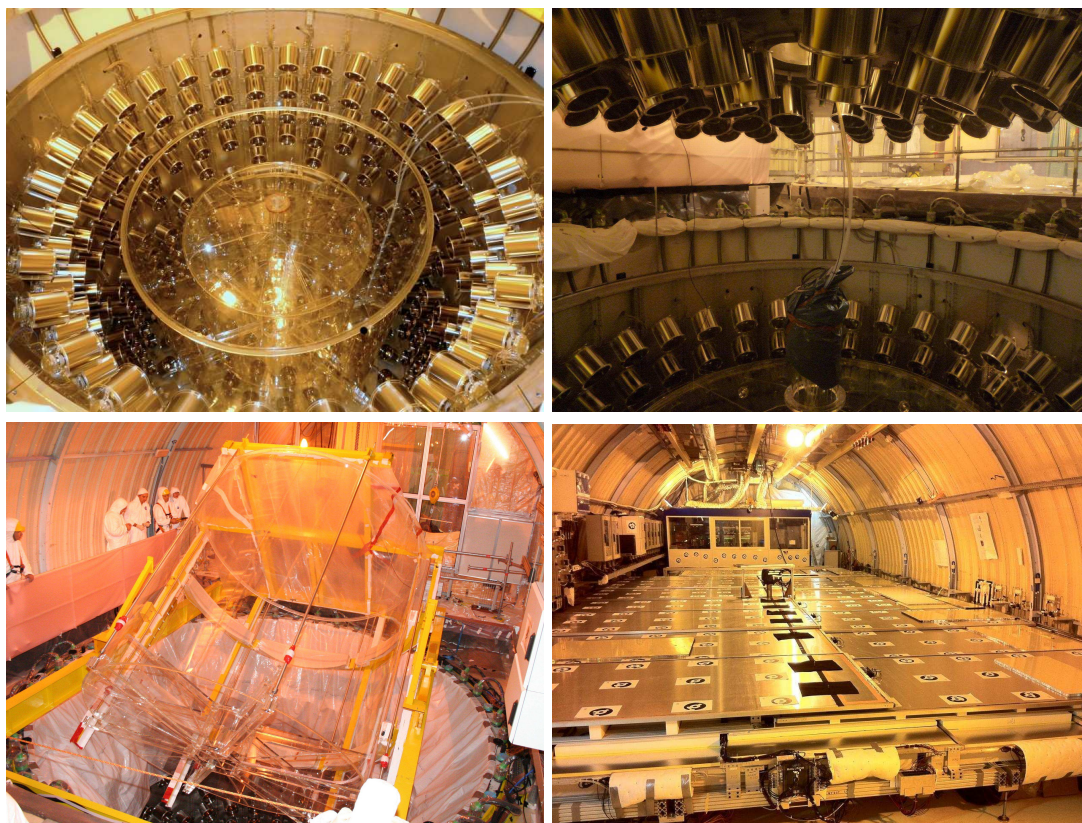


FIGURE 1.18 – **Photos du détecteur lointain** de Double Chooz à différentes étapes de sa construction. En haut à gauche : Vue des deux enceintes en acrylique et de l'enceinte *buffer* supportant les photomultiplicateurs. En haut à droite : Pose du couvercle de l'enceinte *buffer*. En bas à gauche : Intégration de l'enceinte *gamma-catcher*. En bas à droite : *Veto* externe recouvrant le détecteur.

les différents matériaux en contact avec le liquide — principalement de l'acrylique — doivent être compatibles avec celui-ci.

Le liquide du volume cible est composé d'un mélange de 20 % en volume de PXE¹ — une molécule aromatique excitée par les rayonnements lumineux — et de 80 % de dodécane² pour assurer une forte densité de protons cibles. Le gadolinium ne se dissolvant pas pour les concentrations souhaitées dans ce liquide, il est encapsulé dans un complexe organique qui lui confère une bonne solvabilité. La concentration de gadolinium s'élève à 0,123 % en masse, soit environ 1 g/l. Enfin, des décaleurs de longueurs d'onde sont ajoutés de manière à transférer le signal lumineux dans une zone où l'atténuation est moindre et qui correspond à la sensibilité maximale des photo-multiplicateurs. Deux molécules sont utilisées : le PPO³ — composant fluorescent — à une concentration de 7 g/l, et le bis-MSB⁴, à hauteur de 20 mg/l.

Le liquide du *gamma-catcher* ne comporte pas de gadolinium. Il doit, en plus des critères déjà définis, assurer une bonne transmission de la lumière émise dans le volume cible jusqu'aux photomultiplicateurs et posséder un rendement lumineux — quantité de lumière produite rapportée à l'énergie déposée — proche de celui du liquide cible afin de préserver la résolution en énergie. En outre, de manière à éviter des contraintes mécaniques sur les enceintes, les deux liquides doivent avoir des densités semblables. L'estimation du rendement lumineux se fonde sur un modèle développé pour les liquides scintillants et amélioré dans le cadre de Double Chooz [138].

1. (1-phényléthyl)-xylène.

2. $C_{12}H_{26}$.

3. 2, 5-diphényloxazole.

4. 1,4-di-(2-méthylstyryl)-benzène.

L'ajustement de ces paramètres a conduit à l'ajout d'huile minérale dans le liquide du *gamma-catcher* qui se compose de 66 % d'huile minérale¹, 30 % de dodécane et 4 % de PXE, auxquels sont ajoutés des décaleurs de longueur d'onde : 2 g/l de PPO et 20 mg/l de bis-MSB.

Enceinte	Volume de liquide (m ³)	Rayon (mm)	Hauteur (mm)	Composition volumique du liquide
Cible	10,3	1150	2459	80 % dodécane + 20 % PXE + Gd + décaleurs de longueur d'onde
<i>Gamma-catcher</i>	22,6	1708	3572	66 % huile minérale + 30 % dodécane + 4 % PXE + décaleurs de longueur d'onde
<i>Buffer</i>	114,2	2760	5680	57 % huile minérale + 43 % dodécane

TABLE 1.3 – Dimensions des enceintes du détecteur interne et composition des liquides.

Les mêmes critères président à l'élaboration du liquide du volume tampon, à l'exception des considérations liées à la scintillation. Il se compose de 57 % d'huile minérale et de 43 % de dodécane.

Le tableau 1.3 rappelle les principales caractéristiques des liquides scintillants utilisés dans le détecteur interne.

Réduction des bruits de fond externes

Les rayonnements cosmiques génèrent des bruits de fond dits *corrélés*, sources d'incertitudes systématiques conséquentes. Il convient donc de s'en prémunir autant que faire se peut, et en particulier des muons qui en constituent l'essentiel au niveau du sol. Plusieurs systèmes de *veto* entourent le détecteur interne afin de les rejeter.

Le *veto* interne (IV pour l'anglais *inner veto*) consiste en une enceinte cylindrique en acier inoxydable d'épaisseur 10 mm, de 3250 mm de rayon et 6830 mm de hauteur (cf. FIG.1.17). Ce volume ayant pour but de détecter le passage de muons autour du détecteur interne, il est rempli de 90 m³ de liquide scintillant — composé pour moitié de dodécane et pour moitié d'alkylbenzène linéaire (LAB), scintillant, auxquels s'ajoutent 2 g/l de PPO et 20 mg/l de bis-MSB. La cuve supporte 78 tubes photo-multiplicateurs Hamamatsu de 8 pouces, fixés parallèlement à la paroi de support — la distance séparant les enceintes *buffer* et *veto* n'étant que de 50 cm environ. Afin d'améliorer la collecte de lumière, des feuilles de matériau réfléchissant (VM-2000) couvrent les parois.

Un blindage de 15 cm d'épaisseur en acier démagnétisé — évitant ainsi de perturber les signaux électroniques, en particulier ceux des photo-multiplicateurs — permet de protéger l'ensemble de la radioactivité γ provenant de l'extérieur. L'acier remplace le sable de basse radioactivité utilisé par l'expérience CHOOZ afin d'obtenir un blindage équivalent pour une épaisseur plus restreinte, de manière à conserver le puits originel malgré l'augmentation du volume du détecteur interne. Le blindage externe du détecteur proche sera, lui, constitué d'eau.

Enfin, un *veto* externe (OV pour l'anglais *outer veto*) constitué de plaques de plastique scintillant recouvre une surface de 90 m² au-dessus du détecteur. Couvrant une surface au sol plus large que celle du détecteur lui-même, le *veto* externe permet de détecter le passage de muons à proximité ; muons qui, bien que ne pénétrant pas dans le détecteur, peuvent générer des neutrons rapides sources de bruits de fond. Il s'agit là d'une innovation par rapport à l'expérience de CHOOZ. Du fait de la présence de la cheminée et de la boîte à gants à la verticale de la

1. Ondina-909.

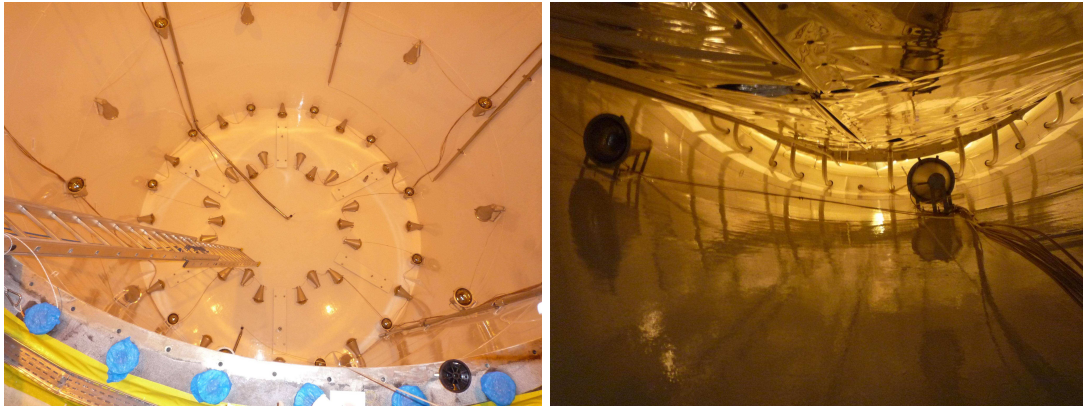


FIGURE 1.19 – Photos du *veto* interne du détecteur lointain de Double Chooz. À gauche : Vue du *veto* interne avant l'intégration de l'enceinte *buffer*. À droite : Vue prise du fond du *veto* interne ; on distingue deux photo-multiplicateurs fixés à la paroi interne de la cuve du *veto* ainsi que la paroi externe de l'enceinte *buffer* recouverte de VM-2000.

cible, la couverture ne peut être totale. Aussi une autre couche (non représentée en figure 1.17) de plaques de plastique scintillant d'une surface de 42 m^2 est-elle ajoutée au dessus de la boîte à gants. Ces deux couches permettent en outre une bonne reconstruction de la trajectoire des muons les traversant.

1.2.2 Acquisition de données et systèmes d'étalonnage

Électronique et système de déclenchement

L'acquisition repose sur les tubes photo-multiplicateurs collectant la lumière émise par l'interaction des particules chargées dans les liquides scintillants et la convertissant en signal électrique, de l'ordre de quelques millivolts, discriminé du signal de haute tension par un couplage capacitif. Amplifié par des modules électroniques (FEE pour *front end electronic*), le signal est ensuite envoyé sur les cartes flash-ADC (FADC¹). La figure 1.20 représente un schéma synthétique de l'électronique du détecteur.

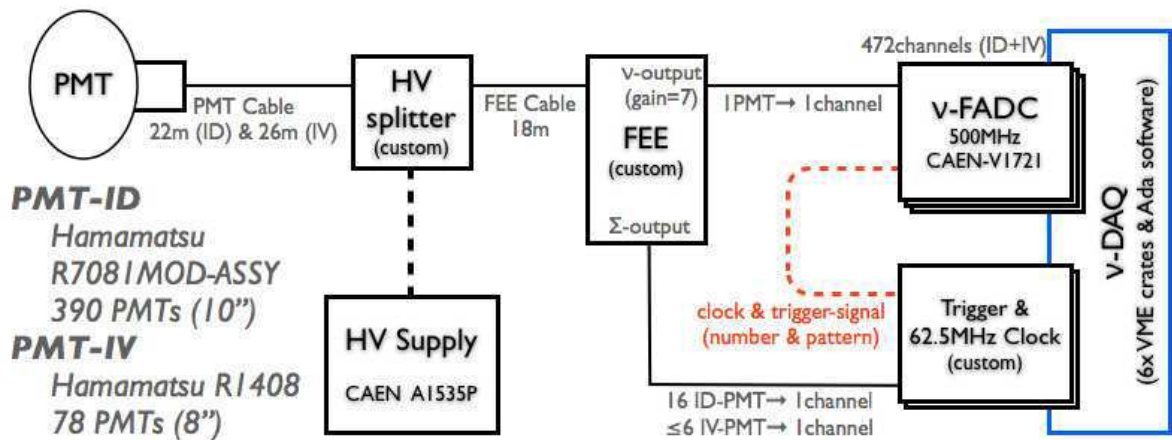


FIGURE 1.20 – Schéma du système électronique de Double Chooz [115].

1. Flash-Analog to Digital Converter.

Ces cartes — développées par le laboratoire d’Astroparticules et de cosmologie (APC) et l’entreprise CAEN¹ — comptent huit canaux et échantillonnent le signal à une fréquence de 500 MHz. Cette fréquence, correspondant à une période de 2 ns, permet d’enregistrer la forme des signaux reçus par les photo-multiplicateurs, ce qui s’avère précieux pour une meilleure estimation du temps d’arrivée du signal — essentielle pour une bonne reconstruction de la position — mais aussi pour l’élimination de certains bruits de fond. Chaque canal ADC possède une mémoire RAM de 2 Mo, séparée en 1024 zones différentes. Chacune de ces zones étant elle-même divisée en 2048, elles permettent ainsi l’échantillonnage durant 4096 ns. Tant que le FADC ne reçoit pas de signal de déclenchement, il continue à écrire dans la même zone mémoire de façon cyclique. En revanche, lors de la réception d’un tel signal, le FADC passe à la zone suivante, pouvant conserver ainsi jusqu’à 1024 événements en mémoire. La fréquence de lecture des zones mémoire peut donc être mille fois inférieure à celle du déclenchement, ce qui, compte tenu des fréquences des signaux dans le détecteur, évite tout temps mort. L’information de la forme du signal n’est finalement enregistrée que sur 256 ns, contenant l’essentiel de la lumière émise par scintillation.

L’acquisition peut être déclenchée par un signal soit dans le détecteur interne, soit dans le *veto* interne. Les photo-multiplicateurs du détecteur interne sont séparés en deux groupes répartis uniformément dans le volume. Chaque groupe peut déclencher l’acquisition, la décision dépendant de l’énergie et de multiplicités du signal dans certains sous-groupes de photo-multiplicateurs. Le seuil de déclenchement correspond à une énergie d’environ 350 keV, bien en deçà donc du signal attendu au-dessus de 1 MeV. La présence du volume tampon, et des systèmes de protection envers les bruits de fond en général, autorisent une valeur aussi basse de sorte que l’incertitude sur l’efficacité du déclenchement soit négligeable dans la zone d’intérêt. La logique du déclenchement du *veto* interne est assez similaire, avec un seuil correspondant à 10 MeV environ — soit l’énergie déposée sur 8 cm de sa trajectoire par un muon à son minimum d’ionisation.

Le *veto* externe dispose de son propre système d’acquisition. Les plaques de plastique scintillant sont parcourues par des fibres optiques qui sont regroupées avant d’être lues par des photo-multiplicateurs². Les signaux sont alors traités et amplifiés pour permettre l’enregistrement de la charge par un convertisseur analogique-numérique lors d’un déclenchement.

Un système d’horloge assure la synchronisation entre ces deux acquisitions, indépendantes car fournissant des informations complémentaires sur le passage de muons.

Systèmes d’étalonnage des détecteurs

La maîtrise de la réponse en énergie du détecteur constitue une exigence capitale pour une mesure précise du paramètre de mélange θ_{13} reposant non seulement sur le taux de détection des $\bar{\nu}_e$ mais également sur la forme de leur spectre d’énergie. La détermination précise de la réponse du liquide scintillant aux différentes particules participant aux processus physiques en jeu — rayonnement γ , particule α , électron, positon et neutron — ainsi que la caractérisation des propriétés des liquides — comme la longueur d’atténuation ou l’indice optique — et des photo-multiplicateurs — gain, efficacité quantique ou décalages en temps — constituent les clefs de cette maîtrise. La mesure de certains de ces facteurs est intervenue en amont de l’installation du détecteur, en particulier la caractérisation des propriétés des liquides et des photo-multiplicateurs. De nombreux systèmes d’étalonnage ont été installés dans le détecteur, ils permettent de contrôler la stabilité des paramètres déjà mesurés comme d’estimer la réponse du détecteur dans son ensemble. Les systèmes d’étalonnage comportent deux aspects : introduction de sources radioactives et injection de lumière dans le détecteur.

1. Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari.

2. Il s’agit de photo-multiplicateurs Hamamatsu H8804 multi-anodes M64.

L'échelle d'énergie et la réponse du détecteur — par exemple l'évaluation de l'efficacité des coupures de sélection, en particulier de l'efficacité de détection du neutron — sont estimées principalement grâce aux sources radioactives introduites dans les différents volumes à travers quatre systèmes :

- le *Z-axis*, qui consiste en un « fil de pêche » déployé verticalement depuis la boîte à gants jusqu'au fond de la cible,
- le bras articulé, introduit verticalement par la cheminée et qui permet de placer une source en tout point du volume cible,
- le tube guide, situé dans le *gamma-catcher*, et qui — comme son nom l'indique — consiste en un tube permettant de faire circuler une source dans une boucle le long des parois des enceintes cible et *gamma-catcher*,
- et le tube *buffer*, système comparable au tube guide mais situé dans le *buffer*, le long de la paroi de l'enceinte *gamma-catcher*.

Les sources radioactives de Double Chooz émettent soit des rayonnements γ soit des neutrons (cf. TAB. 1.4). Trois sources γ sont utilisées :

- une source de cobalt 60, qui émet simultanément¹ deux γ de 1,173 MeV et 1,332 MeV respectivement,
- une source de germanium 68 qui décroît par capture électronique puis émet un positon générant, lors de son annihilation avec un électron, deux γ de 511 keV,
- une source de césium 137 qui émet un γ de 667 keV.

L'émission de deux γ de 511 keV correspond exactement à l'énergie libérée par une interaction au seuil de la réaction β inverse. L'énergie du γ émis par la source de césium est intermédiaire entre le seuil de déclenchement du système d'acquisition et l'énergie libérée au seuil de la réaction β inverse. Enfin les γ émis par le cobalt se situent dans le domaine d'intérêt du spectre des $\bar{\nu}_e$.

Une source de ^{252}Cf est également utilisée comme source de neutrons ; en effet la fission spontanée de ce noyau libère en moyenne 3,7 neutrons.

Source radioactive		Énergie
γ	^{60}Co	1,17 MeV et 1,33 MeV
	^{68}Ge	$2 \times 511 \text{ keV}$
	^{137}Cs	667 keV
neutron	^{252}Cf	capture radiative (n, γ) : 2,2 MeV sur H et environ 8 MeV sur Gd

TABLE 1.4 – **Sources radioactives** déployées dans le détecteur de Double Chooz.

Des systèmes d'injection de lumière, constitués de diodes électroluminescentes dont la lumière est guidée jusqu'aux photo-multiplicateurs par fibres optiques, se déploient également au sein du détecteur et du *veto* internes. Trente-deux points d'injection se répartissent dans tout le détecteur interne (quatorze dans le *veto*) ; les longueurs d'onde peuvent être ajustées à différentes valeurs d'intérêt autour de 420 nm.

1.2.3 Une expérience en deux phases

La construction des deux détecteurs que nécessite l'expérience Double Chooz n'a pas eu lieu simultanément.

1. En très bonne approximation : ces deux raies ont des intensités absolues de 99,85 % et 99,98 % [124].

Le site offrait un laboratoire lointain disponible — celui utilisé par la collaboration CHOOZ — dans lequel un puits était déjà creusé. Ainsi l'installation du détecteur lointain a-t-elle pu débuter dès 2009 et s'est poursuivie jusqu'en décembre 2010. Après une phase d'étude et de caractérisation du détecteur, la prise de données pour la physique a démarré en avril 2011.

À l'inverse, l'installation du détecteur proche nécessite l'excavation d'un nouveau laboratoire. Les travaux de génie civil ont débuté en 2011, certaines difficultés rencontrées ont repoussé la livraison du laboratoire au début de l'année 2013 ; l'installation du détecteur a commencé dans la foulée. Les programmes de travaux actuels en prévoient l'achèvement pour le printemps 2014.

L'expérience se divise par conséquent en deux phases : l'une durant laquelle seul le détecteur lointain acquiert des données, l'autre caractérisée par le fonctionnement simultané des deux détecteurs.

Pendant la première phase de l'expérience — dans laquelle nous nous trouvons encore actuellement —, les données acquises par le détecteur lointain sont comparées à des prédictions. On comprend alors l'attention particulière qu'a attachée la collaboration Double Chooz aux travaux de prédiction des spectres des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs et à la qualité de la simulation Monte-Carlo du détecteur (cf. section 2.3). Cette phase rend notre expérience assez similaire à la précédente expérience de CHOOZ. Une prise de données plus conséquente, mais surtout l'attention portée à la réduction des incertitudes systématiques ont permis d'observer pour la première fois une indication claire de l'oscillation des $\bar{\nu}_e$ dans le secteur de θ_{13} auprès de réacteurs [72, 115], et ce malgré l'incertitude liée à la comparaison des données à une prédiction.

1.3 Analyse de l'expérience Double Chooz

Nous ne présenterons ici que brièvement l'analyse de l'expérience Double Chooz. Le but est de donner une vision d'ensemble depuis la sélection des candidats $\bar{\nu}_e$ jusqu'à l'estimation finale de θ_{13} . La simulation et la caractérisation du détecteur seront présentées au chapitre 2, la sélection des candidats $\bar{\nu}_e$ et les études sur les bruits de fond seront détaillées au chapitre 3. Le chapitre 4 s'attachera à une source d'incertitude systématique particulière liée aux effets de bord, tandis que le chapitre 5 présentera l'estimation de la valeur du paramètre θ_{13} .

1.3.1 Deux canaux pour une seule mesure

L'expérience Double Chooz a été conçue pour détecter les $\bar{\nu}_e$ grâce à la réaction β inverse, en identifiant le neutron émis par sa capture radiative sur un noyau de gadolinium. Cependant, le noyau d'hydrogène, très présent dans les liquides du détecteur — et pour cause, il constitue la cible de la réaction β inverse —, présente une section de capture des neutrons relativement élevée, ainsi qu'une signature caractéristique : l'émission d'un γ de 2,2 MeV (cf. FIG. 1.21).

Double Chooz possède donc deux canaux d'analyse de la réaction β inverse : les captures radiatives du neutron sur les noyaux d'hydrogène ou de gadolinium. L'étude du canal hydrogène est rendue possible par deux facteurs :

- les bruits de fond observés dans le détecteur lointain sont inférieurs aux bruits de fond pris en compte pour nos études préliminaires [134], la zone de la capture à 2,2 MeV n'est ainsi pas « noyée » dans le bruit de fond accidentel,
- la valeur du paramètre θ_{13} est relativement élevée, proche de la limite supérieure autorisée par les résultats de l'expérience CHOOZ, relâchant de la sorte les contraintes sur le niveau d'incertitude systématique requis.

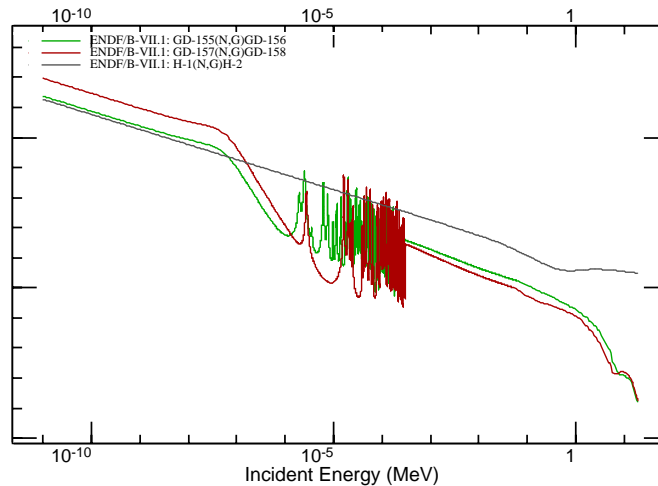


FIGURE 1.21 – **Sections efficaces de la réaction (n, γ)** pour H, ^{155}Gd et ^{157}Gd (les deux principaux isotopes contributeurs). Les sections efficaces ont été renormalisées en tenant compte des concentrations respectives des noyaux considérés dans le liquide de la cible [124]. L'échelle des ordonnées est logarithmique. On retrouve approximativement dans le domaine thermique le rapport des captures entre H et Gd dans la cible : un peu moins de 15 % contre plus de 85 %.

Ces deux canaux d'analyse permettent de disposer de deux jeux de données indépendants — il s'agit d'événements différents — pour lesquels les incertitudes systématiques ne sont pas les mêmes, en particulier les incertitudes liées aux bruits de fond et à l'efficacité de la coupure « retardée ».

La statistique s'en trouve en outre fortement accrue : l'analyse des données hydrogène permet de prendre en compte les interactions dans le *gamma-catcher* dont le volume est deux fois plus important que celui de la cible.

L'analyse hydrogène souffre, bien entendu, d'incertitudes systématiques plus élevées, mais elle fournit une mesure complémentaire du paramètre θ_{13} .

1.3.2 Spectres détectés et ajustement de θ_{13}

Sélection des candidats $\bar{\nu}_e$

Les coupures de sélection visent à isoler le plus de candidats $\bar{\nu}_e$ — c'est-à-dire d'interactions par décroissance β inverse — tout en obtenant une contamination en bruits de fond aussi faible que possible. On distingue donc deux types de coupures : celles qui visent à repérer les événements prompt et retardé caractéristiques de la réaction β inverse et celles qui visent à les isoler des différents bruits de fond.

Pour l'analyse gadolinium, le tableau 1.5 résume les coupures appliquées.

Les bornes des fenêtres de sélection en énergie sont gouvernées par l'étendue du spectre d'énergie des positons émis par la réaction β inverse des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs pour l'événement prompt et par l'énergie émise par la capture radiative sur le gadolinium, environ 8 MeV, pour l'événement retardé.

La borne supérieure de l'intervalle de recherche de la coïncidence temporelle est liée au temps caractéristique de capture du neutron dans le liquide du volume cible, environ 30 μs . Ainsi, une très large partie du signal est sélectionnée tandis que l'intervalle relativement restreint permet de limiter la contamination des bruits de fond accidentels. La base de certains photo-

Sélection		Coupure
événement prompt	énergie	$0,7 < E_p < 12,2 \text{ MeV}$
événement retardé	énergie	$6 < E_r < 12 \text{ MeV}$
	coïncidence	$2 < \Delta T = T_r - T_p < 100 \mu\text{s}$
<i>veto</i> muons	<i>veto</i> externe	pas de déclenchement du <i>veto</i> externe concomitant à l'événement prompt
	<i>veto</i> interne	1 ms après une charge caractéristique dans le IV ou un dépôt de plus de 30 MeV dans le ID
	muons de haute énergie	<i>veto</i> de 500 ms après un dépôt d'énergie supérieur à 600 MeV dans le détecteur interne
isolement et multiplicité		pas de déclenchements valides dans l'intervalle $[T_p - 100 ; T_p + 400 \mu\text{s}]$ autres que ceux des événements prompt et retardé
bruit lumineux		$\text{MQTQ} < 0,09$ (prompt) ou $< 0,055$ (retardé) $\text{RMS}(T_{\text{start}}) < 40 \text{ ns}$

TABLE 1.5 – Coupures de sélection pour l'analyse gadolinium.

multiplicateurs émet sporadiquement (plus ou moins selon les photo-multiplicateurs) des *flashes* lumineux. On désigne le bruit de fond généré par ce phénomène *bruit lumineux*. Il arrive que ces *flashes* se succèdent sur une courte période de temps, on parle de *bruit lumineux corrélé* ; la borne inférieure de l'intervalle de recherche de la coïncidence temporelle vise à prémunir la sélection d'une telle contamination.

D'autres coupures ont été développées pour éliminer ces bruits lumineux dans les bruits de fond accidentels (cf. section 3.2). Elles se fondent sur l'homogénéité de la répartition de la charge sur l'ensemble des photo-multiplicateurs du détecteur interne — MQTQ — et sur l'homogénéité du temps de réception du signal sur chaque photo-multiplicateur — $\text{RMS}(T_{\text{start}})$.

Différentes coupures sont définies pour se prémunir des bruits de fond d'origine cosmique dominés par les muons. Deux *veto* complémentaires s'appliquent :

- un *veto* de 1 ms après un dépôt de charge caractéristique dans le *veto* interne ou un dépôt de plus de 30 MeV dans le détecteur interne,
- le rejet des signaux corrélés en coïncidence avec un déclenchement du *veto* externe.

Ces deux coupures permettent d'identifier la majeure partie des muons passant à proximité du détecteur et d'éliminer l'essentiel des bruits de fond qu'ils génèrent.

Les muons de haute énergie peuvent créer par spallation sur le carbone 12 des isotopes sources de bruit de fond corrélé, en particulier le lithium 9 et l'hélium 8 (cf. section 3.4.1). Ces isotopes décroissent par réaction β^- , avec une constante de temps de l'ordre de la centaine de millisecondes, en émettant *quasi*-instantanément un neutron, reproduisant parfaitement le signal d'une réaction β inverse. Par conséquent, un *veto* supplémentaire de 500 ms est appliqué après les muons déposant plus de 600 MeV dans le détecteur interne.

Enfin, une coupure dite *d'isolement* ou *de multiplicité* élimine les paires de signaux pour lesquelles d'autres déclenchements ont eu lieu dans un intervalle de temps proche autour de l'événement prompt. Cette coupure vise principalement à éliminer les événements entourés par d'autres signaux de captures de neutrons, la multiplicité de telles captures constituant une indication du passage d'un muon dans le milieu environnant.

Les mêmes critères président à la définition des coupures de sélection pour l'analyse hydrogène. Le bruit de fond étant plus important dans la fenêtre d'énergie de la coupure retardée, le jeu de coupures doit être ajusté pour en limiter la contamination (cf. TAB. 1.6).

Sélection		Coupure
événement prompt	énergie	$0,7 < E_p < 12,2 \text{ MeV}$
événement retardé	énergie	$1,5 < E_r < 3 \text{ MeV}$
	coïncidence	$10 < \Delta T = T_r - T_p < 600 \mu\text{s}$
	distance au prompt	$\Delta R < 900 \text{ mm}$
<i>veto</i> muons	<i>veto</i> externe	pas de déclenchement du <i>veto</i> externe concomitant à l'événement prompt
	<i>veto</i> interne	1 ms après une charge caractéristique dans le IV ou un dépôt de plus de 30 MeV dans le ID
isolement et multiplicité		pas de déclenchements valides dans l'intervalle $[T_p - 600 ; T_p + 1000 \mu\text{s}]$ autres que ceux des événements prompt et retardé
bruit lumineux		$\text{MQTQ} < 0,09$
		$\text{RMS}(T_{\text{start}}) < 40 \text{ ns}$

TABLE 1.6 – Coupures de sélection pour l'analyse hydrogène.

La fenêtre en énergie pour la recherche de l'événement retardé est désormais centrée autour de 2,2 MeV. L'intervalle de coïncidence temporelle a été élargi ; en effet, le temps caractéristique de capture du neutron dans le *gamma-catcher* — où se concentre l'essentiel des événements détectés dans cette analyse — est de l'ordre de 200 μs . Cette différence tient à l'absence de gadolinium en dehors de la cible. La borne inférieure de cet intervalle a été relevée afin d'éliminer le bruit de fond provenant de la désintégration des muons au sein du détecteur, dont le temps caractéristique est de 2,2 μs [132].

Une coupure additionnelle permet de réduire le bruit de fond accidentel : les positions reconstruites des événements prompt et retardé ne doivent pas être éloignées de plus de 90 cm.

Les spectres d'énergie des candidats ainsi sélectionnés dans les deux analyses sont représentés figure 1.22. Ces spectres comportent une contamination de bruits de fond qu'il s'agit maintenant de déterminer précisément.

Estimation des bruits de fond

Les études conduisant aux estimations des niveaux des différents bruits de fond et des incertitudes systématiques associées seront présentées au chapitre 3 ; nous n'en donnerons ici que les résultats, résumés dans le tableau 1.7 pour les deux canaux d'analyse, gadolinium et hydrogène.

Estimation du paramètre θ_{13}

Les différents bruits de fond étant soustraits des données, les observations peuvent être comparées aux prédictions issues des simulations des réacteurs afin de fournir une estimation du paramètre θ_{13} . L'étude des erreurs systématiques présentées dans le tableau 1.8 sera détaillée dans les chapitres suivants. Les incertitudes peuvent être regroupées en trois catégories selon leur origine : prédiction du taux des interactions, détection et soustraction des bruits de fond.

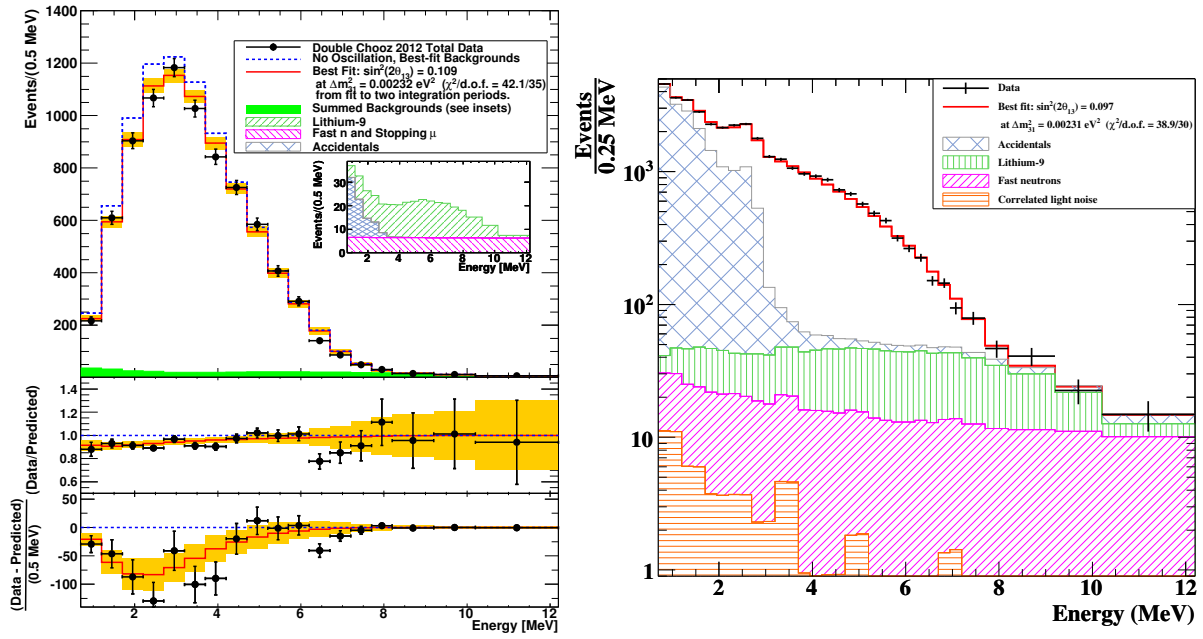


FIGURE 1.22 – Spectres d'énergie des candidats $\bar{\nu}_e$ sélectionnés : points de données en noir, ajustement des différents bruits de fond en couleur. À gauche : sélection de l'analyse gadolinium [115]. À droite : sélection de l'analyse hydrogène [116]. On remarquera la différence des rapports signal sur bruit, dominée par l'augmentation du bruit de fond accidentel dans l'analyse hydrogène.

Analyse	Type de bruit de fond	Estimation (taux par jour)
Gadolinium	accidentel	$0,26 \pm 0,02$
	^9Li & ^8He	$1,25 \pm 0,54$
	neutrons rapides et désintégrations de muons	$0,67 \pm 0,20$
	Total	$2,18 \pm 0,58$
Hydrogène	accidentel	$73,45 \pm 0,16$
	^9Li & ^8He	$2,84 \pm 1,15$
	neutrons rapides et désintégrations de muons	$2,50 \pm 0,47$
	bruit lumineux corrélé	$0,32 \pm 0,07$
	Total	$79,07 \pm 1,25$

TABLE 1.7 – Estimation du taux de bruits de fond attendus dans les deux canaux d'analyse. Lorsque les deux réacteurs sont à pleine puissance, l'on attend environ 50 $\bar{\nu}_e$ détectés par jour pour l'analyse gadolinium et environ 100 $\bar{\nu}_e$ pour l'analyse hydrogène.

Un χ^2 avec paramètres de nuisance est ensuite défini pour l'ajustement du paramètre θ_{13} (cf. section 5.3). Pour chaque canal — gadolinium et hydrogène — deux analyses sont en réalité menées, correspondant à deux χ^2 différents : l'une utilisant uniquement le signal du déficit de taux de détection, l'autre utilisant également la distorsion du spectre en énergie induite par l'oscillation (cf. Éq. 1.18). Les résultats correspondants sont donnés dans le tableau 1.9.

Les résultats correspondant aux différents canaux et analyses sont tous compatibles entre eux dans leur barre d'erreur. Les valeurs de θ_{13} données par les analyses en taux uniquement diffèrent sensiblement selon le canal, alors que les valeurs centrales des analyses en taux et

Analyse	Source d'incertitude		Incertitude relative rapportée au signal	
Gadolinium	Statistique		1,1 %	
	Réacteur		1,8 %	
	Détecteur		1,0 %	
	Bruits de fond	accidentels	< 0,1 %	1,6 %
		neutrons rapides	0,5 %	
⁹ Li & ⁸ He		1,4 %		
Hydrogène	Statistique		1,1 %	
	Réacteur		1,8 %	
	Détecteur		1,6 %	
	Bruits de fond	accidentels	0,2 %	1,7 %
		neutrons rapides	0,6 %	
		⁹ Li & ⁸ He	1,6 %	
		bruit lumineux	0,1 %	

TABLE 1.8 – Résumé des incertitudes dans les deux canaux d'analyse.

forme s'avèrent très proches. En effet, les analyses en taux uniquement prennent directement les valeurs des estimations des bruits de fond pour la soustraction, alors que cette valeur est ajustée dans une analyse en taux et forme. La forme du spectre ajoute ainsi une contrainte supplémentaire forte sur les valeurs des bruits de fond, qui permet de tendre vers des valeurs centrales semblables.

Les ajustements des spectres d'énergie des candidats $\bar{\nu}_e$ par les différentes composantes des bruits de fond sont représentés pour les deux canaux d'analyse figure 1.22. Sur la figure de gauche, correspondant à l'analyse gadolinium, sont également représentés le rapport du nombre d'événements observés sur le nombre d'événements attendus en l'absence d'oscillation ainsi que les résidus à la fois pour les données (en noir) et pour la valeur du meilleur ajustement (en rouge). Le déficit d'événements observés coïncide bien avec le signal de distorsion du spectre d'énergie attendu en présence d'oscillations de neutrinos.

Canal	Analyse	Résultat
Gadolinium	taux	$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,170 \pm 0,035(\text{stat.}) \pm 0,040(\text{syst.})$
	taux & forme	$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,109 \pm 0,030(\text{stat.}) \pm 0,025(\text{syst.})$
Hydrogène	taux	$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,044 \pm 0,022(\text{stat.}) \pm 0,056(\text{syst.})$
	taux & forme	$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,097 \pm 0,034(\text{stat.}) \pm 0,034(\text{syst.})$

TABLE 1.9 – Résultats : estimation du paramètre θ_{13} [115, 116].

Les chapitres suivants s'attacheront à décrire précisément la maîtrise des incertitudes systématiques de détection (chapitres 2 & 4) et les incertitudes liées aux bruits de fond (chapitre 3). Enfin, le chapitre 5 présentera le principe des simulations des réacteurs et de la prédiction du taux d'événements ainsi que les incertitudes associées, avant de détailler la stratégie de l'ajustement de θ_{13} et de discuter les résultats.

Chapitre 2

Reconstruction des événements et simulation du détecteur

We must fall back upon the old axiom that when all other contingencies fail, whatever remains, however improbable, must be the truth.

Sir Arthur CONAN DOYLE¹

DE la qualité de la reconstruction des dépôts d'énergie dans le détecteur ainsi que de la maîtrise de sa simulation dépendent les résultats de l'expérience et leur précision. Cette exigence de qualité se présente avec une acuité toute particulière durant la première phase de l'expérience Double Chooz où nous ne disposons que du détecteur lointain. Les données étant comparées à des prédictions issues de simulations Monte-Carlo, une grande attention doit être portée à la valeur de ces dernières.

Des données d'étalonnage, en particulier, viennent nous renseigner à la fois quant à la qualité des algorithmes de reconstruction et à la bonne représentativité des simulations.

2.1 Chaîne d'analyse des données et reconstructions

2.1.1 Chaîne d'analyse des données

L'acquisition de Double Chooz produit des fichiers de données binaires. Ces fichiers sont ensuite transformés en données brutes, ou *raw* en anglais, de format ROOT². Un ensemble d'algorithmes de reconstructions — de charge, d'énergie ou encore de position — est appliqué à ces données brutes. Cette étape est assurée par le *Common trunk*³, ou CT, au sein du logiciel DOGS, pour *Double Chooz Offline Group Software* [140]. DOGS inclut en outre des programmes pour l'analyse des données et pour la production des simulations Monte-Carlo. Il fait donc appel à la fois aux logiciels ROOT et GEANT4 [141]. Ce logiciel est développé et maintenu par l'ensemble de la collaboration.

Les fichiers produits par le *Common trunk* contiennent toutes les informations des données, en particulier aucun déclenchement n'est ignoré et les informations associées à toutes les voies d'acquisition sont conservées. Le volume de ces fichiers est donc conséquent. Afin de faciliter l'accès aux fichiers et d'améliorer la rapidité des analyses de données les plus courantes, n'utilisant pas les informations collectées par les différents photo-multiplicateurs ou la forme des

1. Sir Arthur CONAN DOYLE, *The Adventure of the Bruce-Partington Plans*, 1912.

2. Librairie développée par le CERN pour l'analyse de données [139].

3. Tronc commun.

signaux, des fichiers, dits *réduits*, ont été créés. Ces fichiers ne contiennent que des informations globales par événement, comme la charge ou encore la position reconstruites, et ne conservent pas la forme des impulsions reçues par les photo-multiplicateurs.

Le programme générant ces données réduites a d'abord été développé à l'extérieur du logiciel DOGS puis lui a été intégré. Ce programme, appelé *Cheetah* [142], a été initié par le groupe Double Chooz de l'Irfu, et développé principalement par M. Maximilien FECHNER. Nous avons personnellement été impliqué dans certaines phases de validation ainsi que dans la production des données. C'est dans ce logiciel que nous avons développé certains algorithmes, qui ont ensuite été intégrés dans DOGS. Ces algorithmes, dont nous assurons le suivi et le maintien, ont pour but de définir des variables utiles au rejet de certains bruits de fond (cf. section 3.2).

2.1.2 Reconstruction des impulsions

Les premiers algorithmes appliqués aux données brutes concernent la reconstruction des impulsions reçues par les photo-multiplicateurs. Le lot *DCRecoPulse* [143] regroupe les différents algorithmes associés : tout d'abord l'extraction de la ligne de base, puis le calcul de la charge collectée dans chaque voie et enfin les informations temporelles.

Analyse de la ligne de base

La ligne de base, ou parfois *piédestal*, correspond à la tension enregistrée dans une voie en l'absence de signal. Elle doit donc être soigneusement estimée avant d'extraire la charge collectée. Il existe plusieurs méthodes pour calculer la ligne de base. Deux sont utilisées dans l'expérience Double Chooz : l'utilisation des premiers canaux enregistrés lors d'un déclenchement, avant le début de l'impulsion elle-même, et les déclenchements externes¹ ; les deux méthodes présentant différents avantages et points faibles.

Lors d'un déclenchement, un décalage est introduit de sorte que les premiers canaux enregistrés soient réservés aux quelques nanosecondes qui ont précédé la détection de l'impulsion. Ceci permet de ne jamais « perdre » une partie du signal, mais également d'offrir quelques canaux pour le calcul de la ligne de base. Cependant, la fenêtre d'intégration ainsi disponible pour l'évaluation du piédestal étant assez limitée, celle-ci souffre parfois d'une précision insuffisante. En outre, la moindre perturbation de la ligne de base dans cette région introduit un biais dans la valeur moyenne du piédestal soustrait et partant de la charge détectée.

Un système de déclenchement externe de l'acquisition permet d'enregistrer des événements « blancs » à une fréquence de 1 Hz. Ces événements ne correspondant pas à un dépôt d'énergie dans le détecteur, ils sont constitués uniquement de l'enregistrement de la ligne de base qui peut alors être extraite avec une bonne précision. Néanmoins, le passage de muons, associé à des dépôts d'énergie conséquents et à une saturation de l'électronique d'acquisition, perturbe le piédestal, et ce durant plusieurs centaines de microsecondes. Ces fluctuations de la ligne de base entre deux déclenchements externes impliquent que cette méthode ne peut être utilisée seule.

Finalement, les deux méthodes sont utilisées afin d'améliorer la précision du calcul. Le piédestal est d'abord estimé sur les 20 ns au début du signal enregistré ; puis, si ce calcul s'avère n'être pas assez précis², la ligne de base est évaluée grâce aux déclenchements externes les plus proches.

1. Une troisième méthode est couramment utilisée : la comparaison de la ligne de base avant et après le signal. Mais cette méthode requiert que l'impulsion soit totalement terminée plusieurs nanosecondes avant la fin de l'enregistrement. Ce n'est pas le cas dans Double Chooz, où la fenêtre d'intégration n'est large que de 256 ns.

2. C'est-à-dire si l'écart-type de la distribution des canaux correspondant aux vingt premières nanosecondes s'écarte de l'écart-type de la distribution des canaux du déclenchement externe de plus de 0,5 coup.

Charges collectées

Plusieurs algorithmes de reconstruction de charge ont été développés, deux sont actuellement utilisés dans le *Common trunk*. Ces algorithmes recherchent les éventuels pics dans le signal enregistré et calculent la charge définie par l'intégrale dans une fenêtre déterminée (cf. FIG. 2.1).

L'algorithme le plus simple utilise un seuil pour définir un pic et calculer la charge ; on le nomme simplement algorithme « pics » (ou « *peaks* »). Un seuil étant donné, un pic est détecté par un dépassement du seuil dans au moins trois canaux consécutifs ; la charge étant simplement l'intégrale du courant dans les canaux dépassant le seuil. La largeur de la fenêtre d'intégration dans cet algorithme varie donc d'une impulsion à l'autre, dégradant les performances.

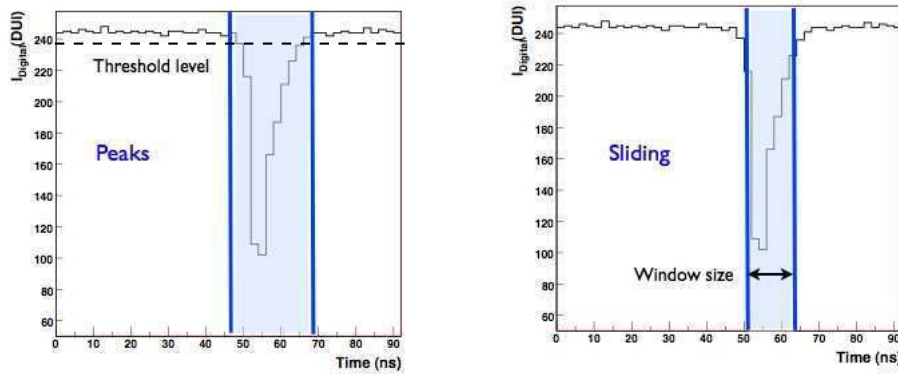


FIGURE 2.1 – **Reconstruction de la charge des impulsions** pour deux algorithmes différents [143]. L'axe des ordonnées représente des unités arbitraires de courant (DUI pour *Digital unit of intensity*).

Le second algorithme, dit de « fenêtre glissante » (ou « *sliding window* »), utilise une fenêtre temporelle fixée, après optimisations, à 112 ns. Cette fenêtre d'intégration est déplacée sur l'ensemble des 256 ns enregistrées, la charge correspond à l'intégrale maximale. L'identification d'un pic repose sur un seuil sur la charge détectée. Cet algorithme est beaucoup plus lent, puisqu'il faut calculer de nombreuses intégrales, mais permet de conserver la résolution en énergie et la linéarité en fonction de l'énergie.

L'algorithme de « pics » est utilisé sur les données brutes afin de disposer rapidement d'une estimation de la charge et de pouvoir procéder à la vérification et validation des données acquises. Le *Common trunk* en revanche, ayant pour but de fournir des données pour l'analyse finale, utilise les « fenêtres glissantes ».

Caractéristiques temporelles des impulsions

Le lot *DCRecoPulse* calcule également certaines informations relatives aux caractéristiques temporelles des impulsions détectées. En particulier, le temps d'arrivée, défini comme le temps où le signal dépasse 30 % de son amplitude maximale, le temps du maximum et le temps de fin de l'impulsion, défini comme le temps où le signal passe en dessous de 20 % de son amplitude maximale.

Ces temps d'arrivée servent à la définition d'une variable utilisée pour le rejet de certains bruits de fond, tout comme une autre variable — le temps de montée — que nous avons définie et dont nous avons implémenté l'algorithme (cf. section 3.2). Le calcul du temps de montée n'est pas directement intégré dans le lot *DCRecoPulse*, mais, utilisant les informations de la forme de l'impulsion, il lui est étroitement lié.

2.1.3 Reconstruction en position

Différents algorithmes de reconstruction de position ont été développés dans la collaboration Double Chooz, dont un, *CocoReco*, à l'Irfu [81]. *RecoBAMA* [144, 145] s'est ensuite imposé dans l'ensemble de la collaboration pour l'analyse de données. Ce lot comporte plusieurs algorithmes qui permettent d'utiliser les informations soit en charge, soit en temps, soit les deux.

La charge collectée par chaque tube photo-multiplicateur dépend de l'énergie déposée, de la distance de propagation depuis le lieu de l'interaction, des longueurs d'atténuation des liquides traversés, de l'angle d'incidence sur la photo-cathode, de l'angle solide vu par le photo-multiplicateur et enfin de son efficacité quantique.

Les temps d'arrivée du signal sur chaque tube photo-multiplicateur, reliés aux vitesses de propagation de la lumière dans les différents liquides traversés, ajoutent une information supplémentaire.

La méthode du maximum de vraisemblance permet d'estimer la position d'interaction, à partir de fonctions de vraisemblance définies grâce aux simulations Monte-Carlo. Dans l'avenir, ces fonctions pourront être extraites de données d'étalonnage. Les comparaisons lors des déploiements de sources radioactives dans le détecteur montrent des résultats déjà très satisfaisants.

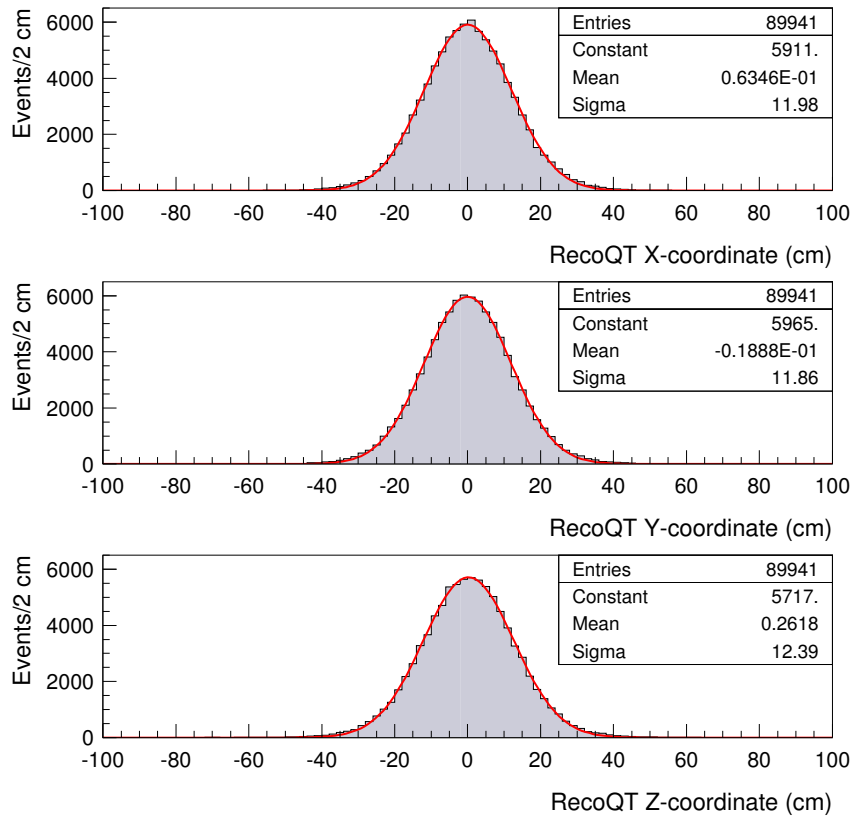


FIGURE 2.2 – **Positions reconstruites par *RecoBAMA*** dans la simulation Monte-Carlo d'une source de ^{68}Ge au centre de la cible ; les performances sont similaires dans les données [146].

En utilisant les informations à la fois en charge et temps, la précision de la reconstruction atteint environ 12 cm pour des électrons de 1 MeV [145] ; et celle-ci s'avère peu sensible aux incertitudes relatives aux décalages temporels des différentes voies [147].

2.1.4 Reconstruction des muons

L'algorithme de *RecoBAMA* pour la reconstruction de la position d'interaction n'est pas appliqué à tous les événements. Pour les dépôts d'énergie de plus de 30 MeV, principalement des muons ou des électrons, produits de leur désintégration, des algorithmes spécifiques sont utilisés. Pour des considérations de temps de calcul, tous ne sont pas intégrés au *Common trunk*.

L'algorithme FIDO [148], partie intégrante du *Common trunk*, permet de reconstituer la trajectoire des muons ainsi que leur énergie. Utilisant les données du détecteur interne ainsi que des *veto* interne et externe, FIDO reconstruit la trajectoire quels que soient les volumes traversés. L'algorithme teste également l'hypothèse de la désintégration du muon au sein du détecteur. Pour les muons traversant la cible, le recoupement avec les données du *veto* externe permet d'estimer la précision de la reconstruction de la trajectoire à une dizaine de centimètres. Pour les muons se désintégrant dans le détecteur, la détection de l'électron de Michel, émis lors de la désintégration, permet d'évaluer la précision de la reconstruction de l'interaction à 14 cm environ.

Ces données sont utilisées, entre autres, pour les études de bruits de fond liés au passage des muons, en particulier la création d'isotopes sources de bruits de fond corrélés tels que ^9Li ou ^8He (cf. section 3.4.1).

2.2 Étalonnage

2.2.1 Gain des photo-multiplicateurs

Le gain de chaque photo-multiplicateur permet de relier et comparer les charges reçues entre les différentes voies. L'étalonnage du gain constitue donc une étape fondamentale avant toute estimation de l'énergie déposée dans le détecteur. Le gain d'un photo-multiplicateur est défini comme la charge collectée sur l'anode, calculée par *DCRecoPulse*, par photo-électron (ou PE) éjecté à la photo-cathode après l'interaction d'un photon incident ; il s'exprime en DUQ/PE¹. Le gain n'est pas constant au cours du temps, il est contrôlé par les systèmes d'injection de lumière (cf. section 1.2.2).

Pour des intensités lumineuses injectées faibles, les photo-multiplicateurs reçoivent au plus un unique photo-électron, souvent désigné par le sigle SPE pour l'anglais *single photoelectron*. Pour estimer le gain, l'on considère que la réponse des PM correspond à une statistique de Poisson tandis que la distribution des photo-électrons uniques est gaussienne [149], la fonction résultante est représentée en rouge figure 2.3.

Le gain varie non seulement selon la voie considérée, mais également en fonction de la charge reçue, on parle de *non-linéarité*. Le gain du photo-électron unique n'est pas suffisant, un PM pouvant en détecter plusieurs. Des injections de lumière de moyennes ou fortes intensités sont employées pour extraire les gains dans le cas de photo-électrons multiples. Ces résultats sont ensuite combinés pour fournir une courbe de variation du gain en fonction de la charge détectée (cf. FIG. 2.4), courbe qui est ajustée par une fonction linéaire pour les faibles charges et par une constante pour les charges plus élevées.

Les paramètres de cet ajustement sont utilisés par le *Common trunk* pour convertir la charge détectée par chaque photo-multiplicateur en nombre de photo-électrons. La prise en compte du biais dû à la non-linéarité de la réponse du photo-électron unique affecte significativement les dépôts d'énergie de moins de 3 MeV.

1. DUQ : unité arbitraire de charge (pour *Digital unit of charge*).

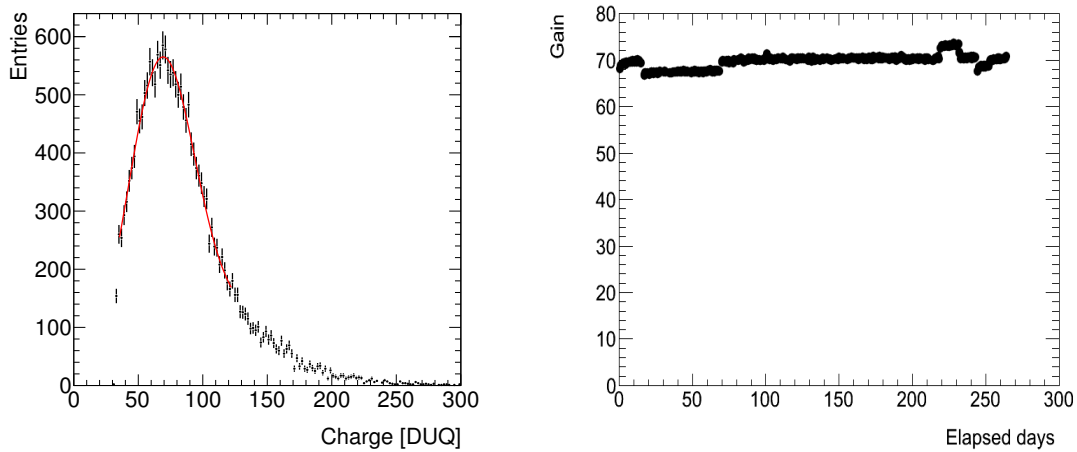


FIGURE 2.3 – **Extraction du gain du photo-électron unique [149].** À gauche : distribution des charges obtenues pour des intensités de lumière injectée faibles (un seul photo-électron est détecté). À droite : stabilité du gain dans le temps ; les variations brusques sont dues à des coupures de courant.

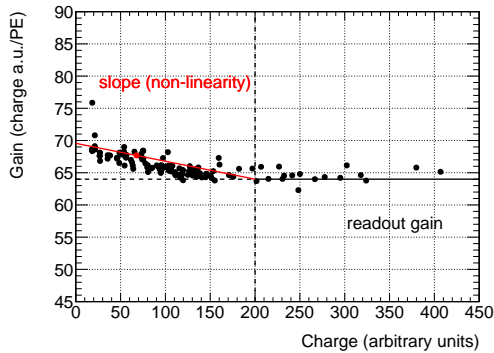


FIGURE 2.4 – **Non-linéarité du gain des photo-multiplicateurs [115].**

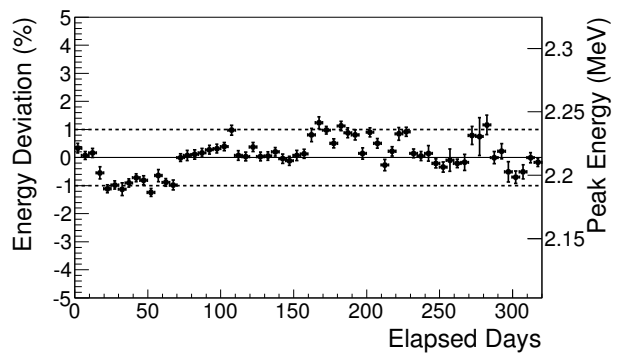


FIGURE 2.5 – **Stabilité de la position du pic de capture du neutron sur l'hydrogène [115].**

2.2.2 Échelle d'énergie

Le nombre de photo-électrons détectés lors d'un déclenchement doit finalement être converti en énergie, qualifiée généralement d'énergie *visible* ; cette équivalence constitue l'échelle d'énergie. La méthode utilisée pour l'obtention des paramètres de l'échelle d'énergie a été profondément modifiée entre les deux premières publications de la collaboration Double Chooz (respectivement [72] et [115]), permettant une réduction conséquente de l'incertitude systématique associée, un facteur quatre environ. Nous nous attacherons ici uniquement à la description de la seconde échelle d'énergie [150].

Celle-ci se divise en plusieurs composants :

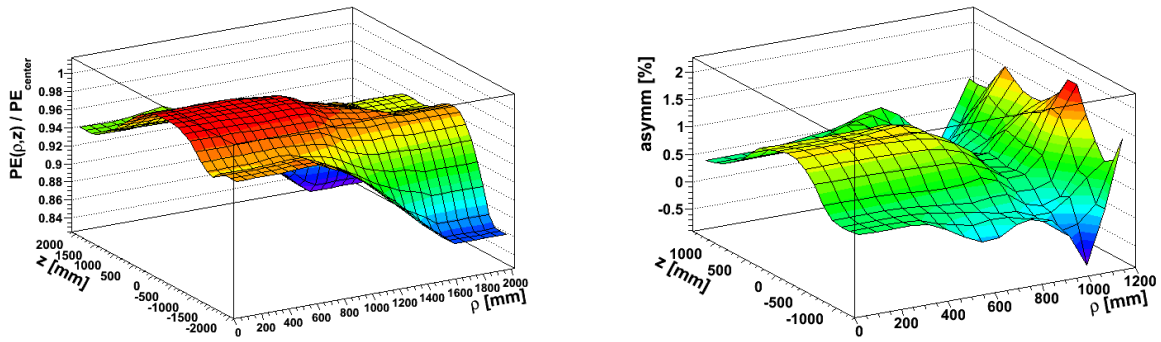
$$E_{\text{vis}} = \text{PE} \cdot f_{\text{uniformité}}(\rho, z) \cdot f_{\text{stabilité}}(t) \cdot f_{\text{MeV}} \quad (2.1)$$

où ρ et z désignent les coordonnées cylindriques du point d'interaction reconstruit, PE représente le nombre de photo-électrons détectés tandis que les fonctions $f_{\text{uniformité}}(\rho, z)$ et $f_{\text{stabilité}}(t)$ corrigent le facteur de conversion absolu de PE en MeV, f_{MeV} , des effets de non-homogénéité spatiale et de fluctuations temporelles.

Ces grandeurs sont évaluées aussi bien dans les données que pour les simulations Monte-Carlo, à l'exception des gains des photo-multiplicateurs (cf. section 2.2.1) et de la fonction de

correction de la stabilité temporelle qui sont évalués dans les données et appliqués aussi bien aux données qu'à la simulation. Le facteur f_{MeV} est estimé grâce à la capture radiative sur l'hydrogène lors de l'introduction de la source de ^{252}Cf au centre du détecteur, ce facteur vaut 229,9 PE/MeV pour les données et 227,7 PE/MeV pour la simulation. La fonction de correction de l'instabilité temporelle est définie comme la variation relative de ce facteur dans le temps par rapport au temps de référence, la prise de donnée avec la source de californium ; elle est évaluée par l'étude de la capture des neutrons de spallation sur le gadolinium.

La relation entre le nombre de photo-électrons détectés et l'énergie n'étant pas uniforme dans l'ensemble du détecteur, la fonction $f_{\text{uniformité}}(\rho, z)$ convertit le nombre de photo-électrons à une position donnée en un équivalent au centre de la cible où est évalué le facteur de conversion f_{MeV} . De cette correction résulte ce que l'on peut assimiler à une carte d'efficacité, représentée en figure 2.6a. Ces cartes de réponse en énergie sont calculées grâce à la capture radiative des neutrons par les noyaux d'hydrogène ; neutrons qui proviennent principalement de spallations dans les données et qui sont issus de la simulation des interactions des $\bar{\nu}_e$ dans le Monte-Carlo.



(a) Exemple de fonction de correction de position obtenue dans les données.

(b) Écarts entre les valeurs du pic de capture sur le Gd dans les données et la simulation.

FIGURE 2.6 – Cartes de correction de position relatives à l'échelle en énergie [150].

Le bilan d'incertitude systématique sur l'énergie visible tient compte des effets de non-linéarité, de non-uniformité et d'instabilité temporelle.

L'erreur associée à la non-uniformité repose sur la comparaison des différences subsistant entre les données et la simulation au sein de la cible. Les différences entre les valeurs reconstruites du pic de capture du neutron sur le gadolinium dans les données et la simulation sont représentées en figure 2.6b. L'échantillonnage uniforme sur des régions de l'espace dans la cible conduit à une distribution des écarts dont l'écart-type s'élève à 0,43 %. Le volume fiduciel de l'analyse hydrogène étant plus étendu — il comporte non seulement la cible, mais également le *gamma-catcher* —, la méthode utilisée diffère : les comparaisons entre données et simulation se fondent sur les campagnes d'étalonnage où les sources radioactives sont introduites dans le *gamma-catcher*. Il s'agit de la seule différence entre analyses gadolinium et hydrogène dans le traitement de l'échelle d'énergie et des erreurs associées.

La distribution dans le temps de la position du pic de capture des neutrons sur l'hydrogène présente un écart-type de 0,61 % après la correction de fluctuation temporelle (cf. FIG. 2.5). Cette valeur est utilisée comme incertitude systématique associée à la correction de l'instabilité temporelle. On notera que celle-ci est dominée par la variation du gain des photo-multiplicateurs, en particulier après des coupures de courant ; la correction de non-linéarité ne permettant pas de corriger totalement les biais, notamment liés aux fluctuations de la ligne de base.

L'étalonnage absolu étant réalisé à 2,2 MeV, capture radiative du neutron par l'hydrogène, il s'agit de prendre en compte le fait que la non-linéarité puisse introduire des écarts pour d'autres

valeurs comprises dans l'intervalle d'intérêt de notre analyse, à savoir entre 0,7 et 12,2 MeV. Le déploiement des sources radioactives, comprises entre 0,67 et 8 MeV, aussi bien dans la cible que dans le *gamma-catcher* a pu montrer des non-linéarités de l'ordre de 0,2 % par MeV, mais qui se compensent en intégrant sur l'ensemble du volume. Cette non-linéarité est donc négligée. En revanche, la distribution du rapport des énergies vraies et reconstruites le long de l'axe vertical d'introduction des sources dans la cible (cf. section 1.2.2) montre une dispersion de 0,85 %. Cette valeur est donc prise comme incertitude systématique liée à la non-linéarité de l'échelle en énergie. La même étude dans le *gamma-catcher* conduit à la valeur très comparable de 0,82 %.

Finalement, le bilan d'erreur systématique associée à l'échelle en énergie s'élève à 1,13 % pour l'analyse gadolinium et 1,69 % pour l'analyse hydrogène.

2.3 Simulations Monte-Carlo

Les simulations Monte-Carlo permettent, comparées aux données d'étalonnage, d'étudier les coupures de sélection. En outre, tant que le détecteur lointain fonctionne seul à Chooz, c'est à ces simulations que sont comparées les données acquises pour l'estimation du paramètre θ_{13} . La simulation de Double Chooz repose sur le logiciel GEANT4 [141], auquel ont été apportées quelques améliorations concernant la modélisation des liquides scintillants, des photo-multiplicateurs et de la physique du neutron.

2.3.1 Générateur d'événements antineutrinos

La simulation des $\bar{\nu}_e$ est assurée par le lot *DCR_{extr}Tools* [151] de DOGS. À chaque acquisition de données correspond un fichier de simulation. En fonction de la durée de l'acquisition et de la puissance des réacteurs sur la période couverte est calculé le taux d'événements attendus (cf. section 5.1). Pour chaque $\bar{\nu}_e$ simulé sont déterminées une position de génération dans le cœur d'un des réacteurs, son énergie et une position d'interaction dans le détecteur, pondérée par la densité de proton de chaque matériau.

Une direction aléatoire est assignée au positon dans le référentiel du centre de masse de la réaction β inverse, les relations cinématiques définissent alors les impulsions du neutron et du positon émis qui sont ensuite exprimées dans le référentiel du laboratoire grâce à la direction et l'énergie du neutrino incident. Ces impulsions, et les énergies cinétiques associées, sont fournies, avec la position d'interaction, au logiciel GEANT4 pour la simulation.

Les informations nécessaires au calcul de la probabilité d'oscillation, énergie et distance de propagation du neutrino incident, sont conservées, ainsi que les informations utiles d'entrées de la simulation : entre autres position de l'interaction, énergie et direction du neutron et du positon.

2.3.2 Optimisation de la simulation et améliorations apportées

Le lot *DCGLG_{4sim}* [152] de DOGS a pour but de simuler les processus physiques intervenant dans les liquides du détecteur de Double Chooz. Il tire son origine de la simulation GEANT4 de l'expérience KamLAND [153] et a été adapté aux particularités de Double Chooz : géométrie, composition des matériaux et système d'acquisition. Des améliorations lui ont été apportées, spécialement concernant le traitement des liquides scintillants et de la physique des neutrons. Une attention toute particulière a été portée à la précision de la description de la géométrie des différents volumes du détecteur.

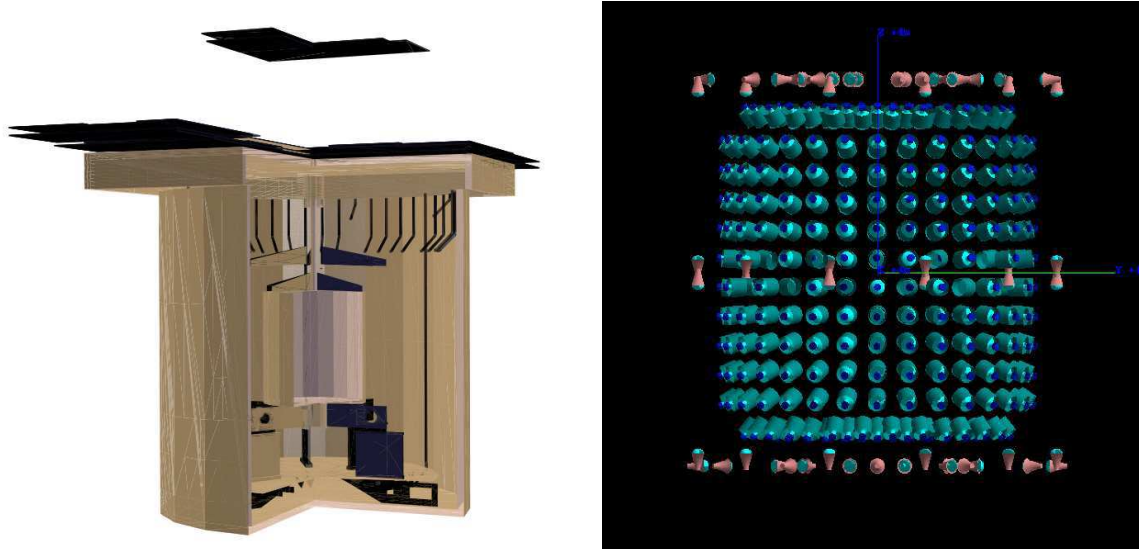


FIGURE 2.7 – Vues du détecteur dans le logiciel de simulation. À gauche : vue complète avec les blindages et les veto. À droite : vue des photo-multiplicateurs.

Simulation de la génération de lumière par les liquides scintillants

Les propriétés optiques des différents liquides et matériaux ont été mesurées en laboratoire puis ajustées dans la simulation [137, 138, 154]. Elles sont décrites par des tables contenant les valeurs d'intérêt en fonction de la longueur d'onde. Rendement lumineux des liquides scintillants, indices optiques, longueurs d'absorption, coefficients de réémission et de réflexion de la lumière en constituent les principales.

On peut y ajouter une autre caractéristique, indépendante de la longueur d'onde : le rendement lumineux du liquide qui dépend de la particule incidente. Ce caractère non constant du rapport de la lumière produite par l'énergie déposée constitue le phénomène dit de *quenching*. La lumière de scintillation étant produite par l'interaction de particules chargées dans le liquide, le rendement lumineux dépend de la densité de perte d'énergie¹, elle-même déterminée par la charge et la masse de la particule à l'origine de la production de lumière. La loi empirique de Birks [155] caractérise le rendement lumineux par unité de longueur en fonction de la densité du dépôt d'énergie :

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_b \frac{dE}{dx}} \quad (2.2)$$

où L_0 représente le rendement lumineux du scintillateur pour de faibles densités de dépôt d'énergie et k_b le paramètre de Birk, ou facteur de *quenching*. On remarquera que cette loi donne une relation non linéaire entre la production de lumière et la densité du dépôt d'énergie. Les paramètres de Birks ont été mesurés pour les deux liquides scintillants, cible et *gamma-catcher*, pour les particules à l'origine de la production de lumière dans le détecteur, en particulier pour les électrons et α [137]. Ces résultats ont pu être confirmés par des mesures au sein du détecteur grâce à certains bruits de fond [156].

1. En toute rigueur, il s'agit d'une densité linéique puisqu'elle est définie comme la perte d'énergie par unité de longueur : $\frac{dE}{dx}$.

Les composantes temporelles de la réponse des liquides ont également été mesurées puis ajustées dans la simulation. Elles dépendent de la composition des liquides et de la particule incidente.

Finalement, une amélioration a été apportée à la modélisation de la photo-cathode des photo-multiplicateurs, qui assure la conversion du nombre de photons incidents à sa surface en un nombre de photo-électrons générés [157].

Modélisation de l'électronique et de l'acquisition

Une fois évalué le nombre de photo-électrons arrachés à la surface de chaque tube photo-multiplicateur, la réponse de l'électronique et du système d'acquisition doit être modélisée afin de fournir les mêmes informations que pour les données dans un format identique, de sorte que la comparaison entre simulation et données soit rendue possible. Cette tâche est assignée au lot *DCRoSS* [158] du logiciel DOGS. À sa sortie, le *Common trunk*, avec ses algorithmes de reconstruction, est appliqué aux fichiers générés.

Les informations utilisées par *DCRoSS* pour rendre compte des décalages entre différentes voies d'acquisition et pour modéliser le comportement des photo-multiplicateurs — fluctuations de la ligne de base, efficacités quantique et de la collecte des électrons — et de l'électronique correspondent à des mesures ou observations.

Améliorations apportées au traitement de la physique du neutron

La détection des $\bar{\nu}_e$ repose sur la détection du neutron issu de la réaction β inverse. Aussi une modélisation la plus précise possible de la physique du neutron s'avère-t-elle essentielle. En outre il s'agit dans ce cas de neutron de basse énergie, de l'ordre de quelques keV. Or la modélisation de la diffusion des neutrons à ces énergies n'est pas décrite de manière optimale dans les listes de données physiques du logiciel GEANT4 qui sont utilisées¹ ; en particulier, elle ne tient pas compte de l'impact des liaisons moléculaires sur la section efficace de diffusion, ainsi que sur les pertes d'énergie et la distribution de renvoi angulaire associées.

Un module additionnel de GEANT4 a été développé dans la collaboration Double Chooz pour corriger, ou du moins pallier (cf. chapitre 4), cette insuffisance. Ce module, appelé *NeutronTH*, utilise une correction de la section efficace de diffusion, ainsi que des renvois angulaires et des transferts d'énergie, par une fonction analytique paramétrée [159] pour les neutrons de moins de 4 eV, domaine où les effets des liaisons moléculaires ne peuvent être ignorés. L'atome d'hydrogène est considéré comme constituant du dodécane uniquement. Les degrés d'excitation sont modélisés comme des oscillateurs internes de manière à reproduire correctement les données expérimentales de sections efficaces et de renvois angulaires. Ces derniers sont approximativement uniformément distribués pour des neutrons thermiques avec *NeutronTH*, alors que le modèle *NeutronHP* de GEANT4 donne une distribution concentrée sur les petits angles de diffusion (cf. FIG. 2.8). De même, une masse effective est utilisée pour le calcul de l'énergie de recul [160].

En outre, la distribution des énergies des rayonnements γ émis par la capture radiative des neutrons de basse énergie a été modifiée par rapport aux données initiales de GEANT4 afin d'utiliser les données expérimentales contenues dans les bases de données ENSDF [162]. La comparaison des intensités des rayonnements γ émis avec les données originelles utilisées par GEANT4 et après les modifications apportées par *NeutronTH* par la capture radiative sur le gadolinium est représentée en figure 2.9.

1. G4NeutronHP.

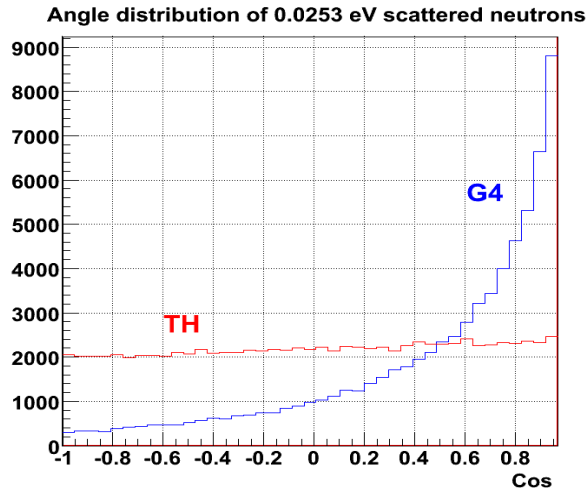


FIGURE 2.8 – Distributions des angles de diffusion des neutrons thermiques sur le noyau d'hydrogène avec NeutronTH (rouge) et la modélisation originelle de GEANT4 (bleu) [161].

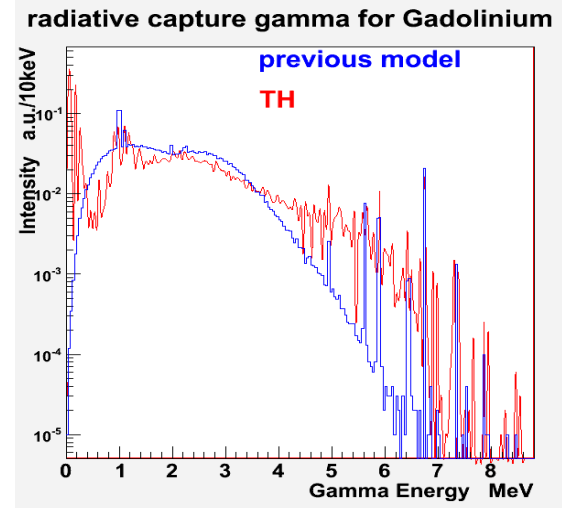


FIGURE 2.9 – Intensités des rayonnements γ émis par la capture radiative sur le Gd avec NeutronTH (rouge) et la modélisation originelle de GEANT4 (bleu) [161].

Comparaison aux données

Certains facteurs de correction doivent être appliqués à la simulation Monte-Carlo afin de la comparer aux données. Ils concernent la prise en compte du temps mort induit par les *veto* et généré par la coupure de multiplicité, ou d'isolement. Un facteur de correction additionnel est utilisé pour corriger le taux de captures des neutrons sur le gadolinium (cf. chapitre 4).

Chapitre 3

Candidats $\bar{\nu}_e$ et bruits de fond

On fait la science avec des faits comme une maison avec des pierres ; mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est une maison.

Henri POINCARÉ¹

AVANT de procéder à l'estimation du paramètre de mélange θ_{13} , il convient d'isoler les événements issus d'une interaction d'un antineutrino sur un proton. Un jeu de coupures de sélection est ainsi défini, lequel aura pour but à la fois de détecter les interactions avec une efficacité maximale et de rejeter autant de bruit de fond que possible. La réaction β inverse générant une signature caractéristique, la contamination en bruits de fond demeure faible. Néanmoins, certains événements passent au travers des coupures. Les différentes composantes du bruit de fond résiduel doivent être soigneusement étudiées et évaluées afin de les soustraire du signal constitué par les interactions d'antineutrinos.

Du fait que la centrale de Chooz ne comporte que deux réacteurs, des périodes d'arrêt simultané se produisent pendant lesquelles la contribution des bruits de fond peut être mesurée, fournissant une vérification précieuse des estimations.

3.1 Sélection des candidats $\bar{\nu}_e$

La sélection des candidats $\bar{\nu}_e$ a été brièvement exposée à la section 1.3.2 ; nous en donnerons ici une présentation plus développée, notamment des critères qui ont présidé à leur définition.

3.1.1 Coupures de sélection

Les coupures de sélection visent à isoler le signal constitué par les interactions de $\bar{\nu}_e$ tout en limitant au maximum la contamination des bruits de fond. Cette double exigence, à laquelle s'ajoute celle d'une efficacité de détection élevée, conduit les choix dans les différentes études relatives à la sélection des candidats $\bar{\nu}_e$.

Les coupures peuvent être décomposées en plusieurs catégories, suivant leur but et la variable sur laquelle elles se fondent. Les premières visent à éliminer certains déclenchements de l'analyse avant de procéder à la recherche d'une paire en coïncidence constituant un candidat $\bar{\nu}_e$. Enfin, l'isolement de ces paires permet d'assurer un rejet supplémentaire du bruit de fond.

1. Henri POINCARÉ, *La Science et l'hypothèse*, 1902.

Sélection des déclenchements valides

Avant toute étude, il convient de s'assurer que les déclenchements considérés correspondent à un dépôt d'énergie dans le détecteur et se situent dans une zone où l'efficacité du déclenchement de l'acquisition est suffisamment élevée. Sont donc considérés comme valides les déclenchements qui donnent lieu à un dépôt d'énergie reconstruite de plus de 500 keV, bien en deçà du seuil du signal neutrino à 1,022 MeV. L'analyse ignore les autres événements.

Élimination des muons

Les muons constituent une source multiple de bruits de fond (cf. section 3.4) :

- la spallation de noyaux par les muons à proximité ou au sein du détecteur génère des neutrons rapides qui, après leur thermalisation, peuvent demeurer plusieurs centaines de microsecondes dans le milieu environnant,
- la spallation des muons sur le noyau de ^{12}C peut produire des noyaux qui génèrent simultanément un électron et un neutron,
- leur désintégration peut simuler le signal de la réaction β inverse.

En outre, les dépôts d'énergie élevée auxquels leur passage donne lieu dans le détecteur peuvent saturer l'électronique et perturber l'acquisition, en particulier la ligne de base, pendant quelques centaines de microsecondes.

Plusieurs systèmes sont disponibles pour détecter le passage de muons. Un déclenchement du détecteur interne est identifié comme correspondant au passage d'un muon si plus de 30 MeV ont été déposés dans le détecteur interne, ou bien si la charge collectée dans le *veto* interne dépasse 10 000 DUQ¹. Les événements intervenant moins de 1 ms après le passage d'un muon sont ignorés. Le temps mort induit par ce *veto* s'élève à un peu plus de 4 % (cf. FIG. 3.1).

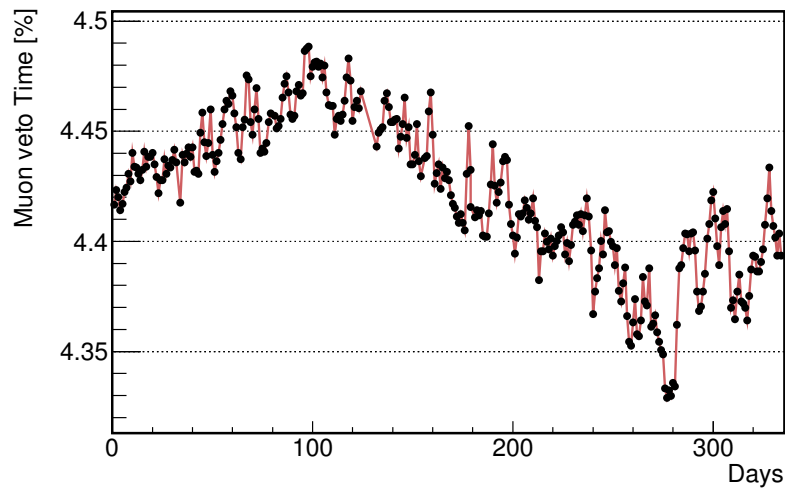


FIGURE 3.1 – Évolution du temps mort lié au *veto* muon pendant la période d'acquisition. Les fluctuations peuvent être expliquées par des variations de température et de pression atmosphériques [163].

La distribution des charges déposées dans le *veto* interne (cf. FIG. 3.2) présente deux structures correspondant aux muons traversant une fois le volume du *veto* et à ceux le traversant deux fois. Les deux pics aux faibles charges sont dus à la logique du déclenchement [164]. Les charges inférieures sont enregistrées lors de déclenchements du détecteur interne ; c'est afin de les éviter

1. Unité arbitraire de charge, pour *digital unit of charge*.

que l'identification des muons impose une charge minimale de 10 000 DUQ déposée dans le *veto* interne.

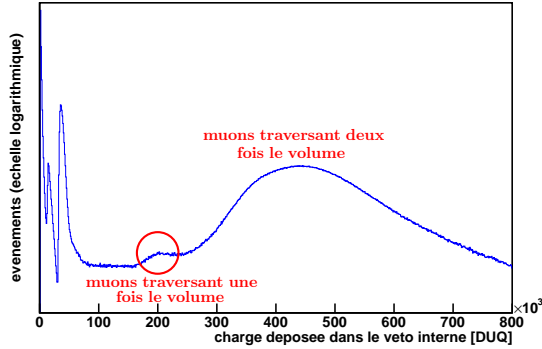


FIGURE 3.2 – Charge déposée dans le *veto* interne.

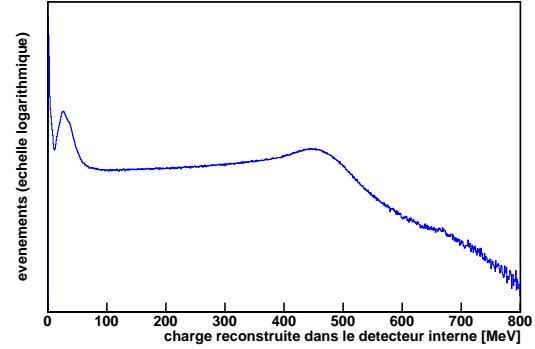


FIGURE 3.3 – Énergie reconstruite déposée dans le détecteur interne.

Dans la distribution des énergies déposées dans le détecteur interne (cf. FIG. 3.3), on distingue le bruit de fond dû à la radioactivité naturelle à basse énergie, jusqu'à quelques MeV, puis la contribution des muons, incluant les électrons de Michel et les neutrons rapides, qui forment un large pic autour de quelques dizaines de MeV. La bosse entre 400 et 500 MeV correspond aux muons traversant entièrement le volume du détecteur interne à leur minimum d'ionisation. Les dépôts d'énergie supérieurs impliquent des processus tels que la spallation.

Par conséquent, les muons de haute énergie, susceptibles de former par spallation des noyaux de ^9Li ou de ^8He , sont définis par un dépôt d'énergie de plus de 600 MeV dans le détecteur interne. Toute paire corrélée détectée moins de 0,5 s après le passage d'un tel muon est rejetée ; ces deux isotopes ayant des périodes radioactives respectives de 178 ms et de 119 ms¹, l'essentiel de ces bruits de fond est ainsi éliminé.

Enfin, les paires constituant des candidats $\bar{\nu}_e$ dont l'événement prompt est concomitant d'un déclenchement du *veto* externe sont rejetées².

Rejet des événements de bruit lumineux

Lors de la phase de caractérisation du détecteur précédant le début de la prise de données, un bruit de fond inattendu a été mis en évidence. Il s'agit de *flashes* de lumière émis par la base des tubes photo-multiplicateurs. Cette lumière est émise aux longueurs d'ondes basses du domaine visible, correspondant à la sensibilité maximale des photo-cathodes. En outre, son intensité peut être compatible avec la lumière émise par scintillation lors des phénomènes physiques recherchés. Le terme de « bruit lumineux », ou plutôt celui de « *light noise* », s'est imposé dans la collaboration pour désigner ce type de bruit de fond. Plusieurs variables et coupures ont été étudiées afin de rejeter ces événements (cf. section 3.2) ; deux sont utilisées pour la sélection des candidats $\bar{\nu}_e$, l'une et l'autre fondées sur l'inhomogénéité de la distribution des signaux sur les photo-multiplicateurs.

Une première variable, MQTQ³, définit le rapport de la charge maximale reçue sur un photo-multiplicateur par la charge totale de l'événement. D'un signal correspondant à un processus physique dans le volume cible doit résulter une charge distribuée uniformément sur l'ensemble

1. Soit des temps de décroissance caractéristiques τ de 257 ms et de 172 ms respectivement.

2. Les données acquises pendant les premiers mois de l'expérience ne comportent pas d'information du *veto* externe, installé au cours de la prise de données. Cette coupure ne peut donc s'appliquer à l'ensemble des données.

3. Pour *maximal charge over total charge*.

des photo-multiplicateurs, aux effets de statistique et de géométrie près. Les événements pour lesquels le rapport MQTQ dépasse 9 % sont par conséquent considérés comme du bruit lumineux¹. Pour des énergies plus élevées, la statistique plus importante permet de mettre une limite plus contraignante ; aussi impose-t-on, pour la recherche de la capture du neutron sur le gadolinium, un rapport MQTQ inférieur à 5,5 %.

Une seconde variable, $\text{RMS}(T_{\text{start}})$, définit l'écart-type de la distribution des temps d'arrivée du signal sur chaque photo-multiplicateur, tels que calculés par *DCRecoPulse* (cf. section 2.1.2). Pour un dépôt d'énergie dans les volumes actifs, la distribution des temps d'arrivée doit être centrée sur une valeur caractéristique avec un faible écart-type, au contraire d'un événement de bruit lumineux dont l'origine est localisée près des parois de l'enceinte supportant les PM. Les événements pour lesquels l'écart-type de cette distribution est supérieur à 40 ns sont rejetés.

Sélection du positon

Seule l'énergie déposée caractérise la détection du positon, événement dit *prompt* car détecté *quasi* instantanément. Le signal de la réaction β inverse débute à 1,022 MeV et s'étend jusqu'à 9 MeV environ. Une fenêtre d'énergie de 0,7 à 12,2 MeV définit la sélection des événements prompts. La borne supérieure plus élevée que la limite du signal neutrino attendu permet d'intégrer l'ensemble du spectre du bruit de fond lié aux isotopes cosmogéniques (cf. section 3.4.1) : la partie à haute énergie permet alors de contraindre la basse énergie, mêlée au signal $\bar{\nu}_e$ (cf. chapitre 5). Compte tenu des effets de détection, fuites et résolution d'énergie, la fraction d'événements rejetés par cette coupure est négligeable [165].

Sélection du neutron

La capture du neutron se caractérise par l'énergie des rayonnements γ émis et par le temps qui la sépare de la génération du neutron. Par conséquent il en résulte deux coupures :

- une fenêtre d'énergie entre 6 et 12 MeV centrée autour de l'énergie de la capture radiative du neutron sur un noyau de gadolinium (cf. chapitre 1, tableau 1.2),
- un écart en temps compris entre 2 et 100 μs depuis la détection de l'événement prompt correspondant au positon.

La fenêtre de [6 ; 12] MeV permet de sélectionner la capture sur le gadolinium avec une efficacité élevée sur l'ensemble du volume cible [115]. Les fuites d'énergie entraînent une queue de distribution aux énergies inférieures, source d'inefficacité de la sélection. La valeur de 6 MeV permet d'isoler les captures sur le gadolinium d'autres captures radiatives éventuelles, en particulier celle sur le ^{12}C qui libère des rayonnements γ d'environ 5 MeV.

Le temps de capture du neutron se divise en deux phases : une première de *thermalisation* où il perd son énergie par des collisions successives, principalement des diffusions élastiques sur les noyaux d'hydrogène, et une seconde pendant laquelle le neutron, d'énergie thermique, diffuse jusqu'à sa capture. La phase de thermalisation ne dure que quelques microsecondes, le temps de capture suit une loi exponentielle dont la constante de temps dépend de la concentration en gadolinium dans le liquide. Pour Double Chooz, elle est de l'ordre de 30 μs ; la coupure à 100 μs ne rejette ainsi qu'une faible part du signal, tout en limitant la contamination du bruit de fond accidentel (cf. section 3.3). La borne inférieure de 2 μs permet d'éviter la contribution du bruit lumineux corrélé (cf. section 3.2).

1. Rappelons que l'expérience comporte un peu moins de quatre cents photo-multiplicateurs répartis sur les parois du détecteur interne.

Isolement de la paire sélectionnée

La présence de déclenchements autour de la paire sélectionnée constitue une indication du passage d'un muon à proximité du détecteur. En effet, des déclenchements successifs correspondent généralement à des captures de neutrons émis par la spallation induite par un muon. Les candidats $\bar{\nu}_e$ pour lesquels un déclenchement valide intervient soit dans les 100 μs précédant l'événement prompt, soit dans les 400 μs suivantes — excepté bien entendu l'événement retardé —, est rejeté.

La figure 3.4 montre que les événements rejetés correspondent bien à des captures de neutrons : la distribution de leurs énergies présente deux pics à 2,2 MeV et 8 MeV environ. En étendant la fenêtre d'isolation jusqu'à 1000 μs avant le candidat prompt, la distribution d'énergie tend à s'uniformiser : les événements rejetés ne sont plus liés à la capture d'un neutron.

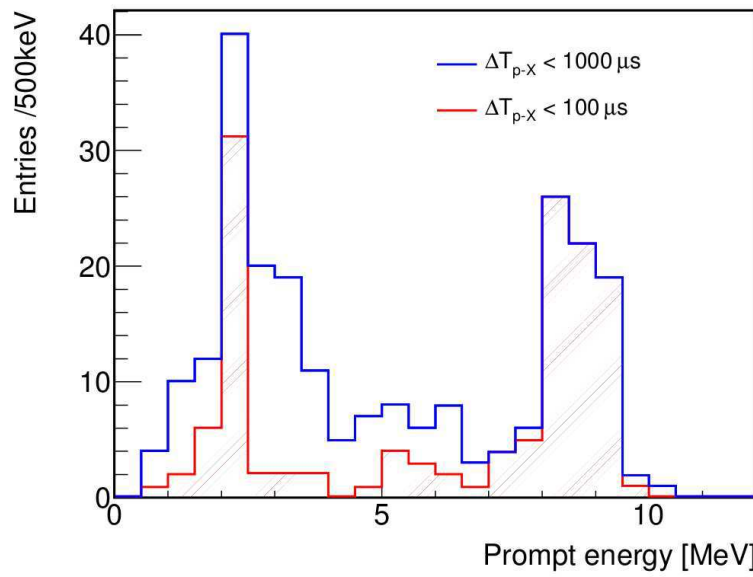


FIGURE 3.4 – Énergie des événements prompts rejetés par deux coupures d'isolation différentes appliquées avant l'événement prompt uniquement [81] : en rouge pour la valeur nominale de 100 μs , pour la courbe bleue cette valeur a été portée à 1000 μs .

Cas de l'analyse hydrogène

L'analyse hydrogène diffère par le signal caractérisant l'événement retardé, la capture du neutron. Cette spécificité comporte plusieurs implications. Tout d'abord, la fenêtre d'énergie correspondant à l'événement retardé doit être centrée sur l'énergie des rayonnements γ de la capture radiative sur le noyau d'hydrogène à 2,223 MeV ; aussi cette fenêtre est-elle fixée à l'intervalle compris entre 1,5 et 3 MeV.

Les événements ainsi sélectionnés se situent majoritairement à l'extérieur du volume cible, dans le *gamma-catcher*, qui ne contient pas de gadolinium. Le temps de capture caractéristique des neutrons diffère donc des conditions de la cible, celui-ci étant estimé autour de 200 μs , contre une trentaine. En conséquence, la valeur supérieure de la coupure de coïncidence temporelle est élevée de 100 à 600 μs . D'autre part, afin d'éliminer le bruit de fond lié à la décroissance des muons dans le détecteur, la valeur inférieure de cette coupure est fixée à 10 μs ¹. Suite à l'extension de cette fenêtre temporelle, l'intervalle d'isolement des paires est élargi : de 600 μs avant la détection de l'événement prompt jusqu'à 1000 μs après.

1. Rappelons que le temps de vie du muon est de l'ordre de 2,2 μs [132].

La radioactivité naturelle étant plus importante autour de 2 MeV que de 8 MeV, une coupure supplémentaire doit s'ajouter afin de limiter la contamination des bruits de fond accidentels. Les événements prompt et retardé séparés de plus de 90 cm sont ainsi rejetés ; ce qui permet de réduire une part importante de ces bruits de fond tout en ne coupant qu'une fraction réduite du signal.

Enfin, aucun *veto* consécutif au passage de muons de haute énergie n'est appliqué dans la sélection des candidats $\bar{\nu}_e$ pour l'analyse hydrogène ; les études avancées concernant l'efficacité de ce *veto* n'ayant pas encore été menées à terme dans ce cas.

3.1.2 Échantillon de données

Les analyses présentées dans ce document correspondent à l'échantillon de données sur lequel se fondent les deux dernières publications de la collaboration pour les canaux gadolinium et hydrogène [115, 116] ; cet ensemble de données est identique et couvre la période séparant le début de la prise de données, en avril 2011, du 15 mars 2012¹. Les caractéristiques de l'acquisition, efficacité et durée cumulée, sont représentées en figure 3.5. Malgré une prise de données en continu, l'efficacité s'élève autour de 90 %, principalement à cause de l'étalonnage et de quelques instabilités de l'acquisition.

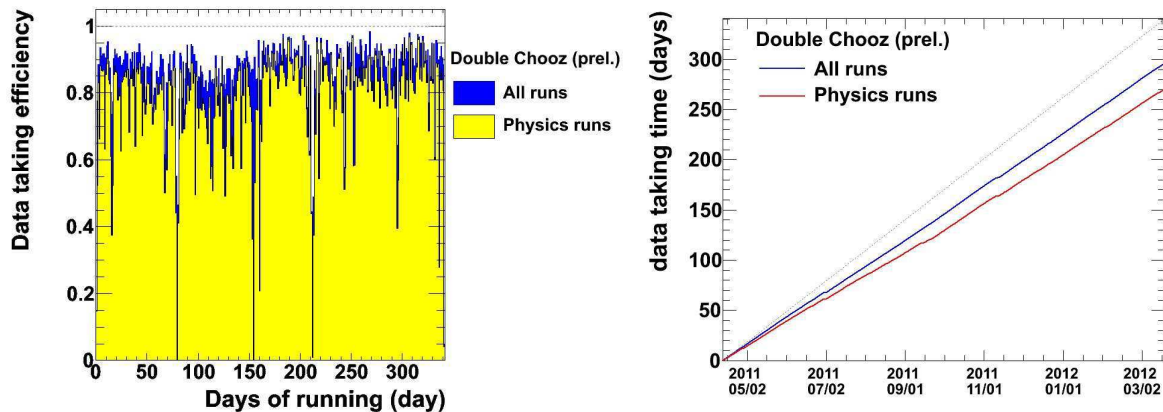


FIGURE 3.5 – **Acquisition de données** : évolution de l'efficacité par jour (à gauche) et durée cumulée (à droite).

L'acquisition alterne en effet données pour l'analyse physique et pour l'étalonnage. Ces dernières données permettant d'effectuer le suivi de la réponse du détecteur (cf. section 2.2). Le système d'acquisition est commandé sur site par un groupe de trois personnes pendant les heures ouvrables. La nuit, il est commandé à distance. L'ensemble des équipes se trouve sous la responsabilité du *shift leader* qui doit veiller au respect des procédures, à la sécurité du détecteur et des systèmes. C'est à lui qu'incombe la responsabilité de contacter les experts en charge des divers systèmes en cas d'incident ou simplement de problème. Pendant la durée de notre thèse, nous avons eu l'occasion d'effectuer sept semaines de prise de données sur site, la plupart en tant que *shift leader*.

À ces 251 jours de données cumulées disponibles pour l'analyse correspond une durée effective, après soustraction des temps morts liés aux *veto*, de 228 jours pour l'analyse gadolinium et de 240 jours pour l'analyse hydrogène. Les différences s'expliquent par les *veto* distincts qui sont appliqués.

1. Une statistique environ deux fois plus importante est actuellement disponible pour l'analyse, des études sont en cours et aboutiront prochainement à une publication de la collaboration.

3.1.3 Bilan des candidats sélectionnés

Analyse gadolinium

Nous avons participé aux premières sélections de candidats $\bar{\nu}_e$ et aux phases de comparaison et de validation au sein de la collaboration. Les programmes développés ont ensuite été utilisés non seulement pour la sélection des candidats mais également pour les études des bruits de fond qui seront présentées aux sections 3.3 & 3.4.

L'application des coupures de sélection précédemment décrites conduit à 8249 candidats $\bar{\nu}_e$. La variation du taux de détection par jour est représenté en fonction du temps en figure 3.6. Le taux d'interactions observé suit bien les variations de la puissance du réacteur, qui détermine le taux attendu (cf. section 5.1).

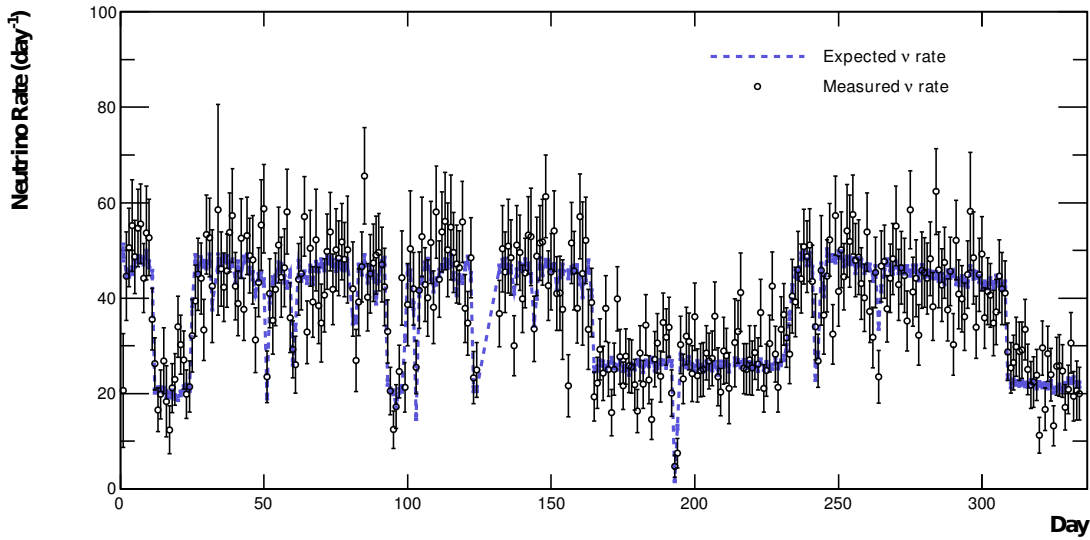


FIGURE 3.6 – Taux de candidats $\bar{\nu}_e$ détectés par jour comparé au taux attendu (en bleu).

Les positions reconstruites des événements prompts et retardés sont bien confinées essentiellement dans le volume cible (cf. FIG. 3.7) ; le positionnement de quelques événements dans le *gamma-catcher* est lié soit à certains bruits de fond, soit à un effet de la reconstruction. En effet, la résolution de la reconstruction est de l'ordre de la dizaine de centimètres pour le positon (cf. section 2.1.3), mais est moins précise pour le neutron, ce dernier occasionnant un dépôt d'énergie moins localisé et réparti sur plusieurs particules.

Les distributions des écarts de temps (cf. FIG. 3.8) et de position (cf. FIG. 3.9) entre événements prompt et retardé s'accordent bien entre candidats $\bar{\nu}_e$ et simulation Monte-Carlo. Les différences observées s'expliquent par la faible contamination des candidats en bruits de fond. Cela est particulièrement notable pour des ΔT et ΔR élevés pour lesquels peu de paires $\bar{\nu}_e$ sont attendues.

Le spectre d'énergie de l'événement prompt, directement reliée à celle du $\bar{\nu}_e$ incident, est représenté en figure 3.10. La comparaison avec le spectre attendu simulé révèle un déficit d'événements, principalement autour de 2–3 MeV, et partant une distorsion spectrale, caractéristique d'une oscillation.

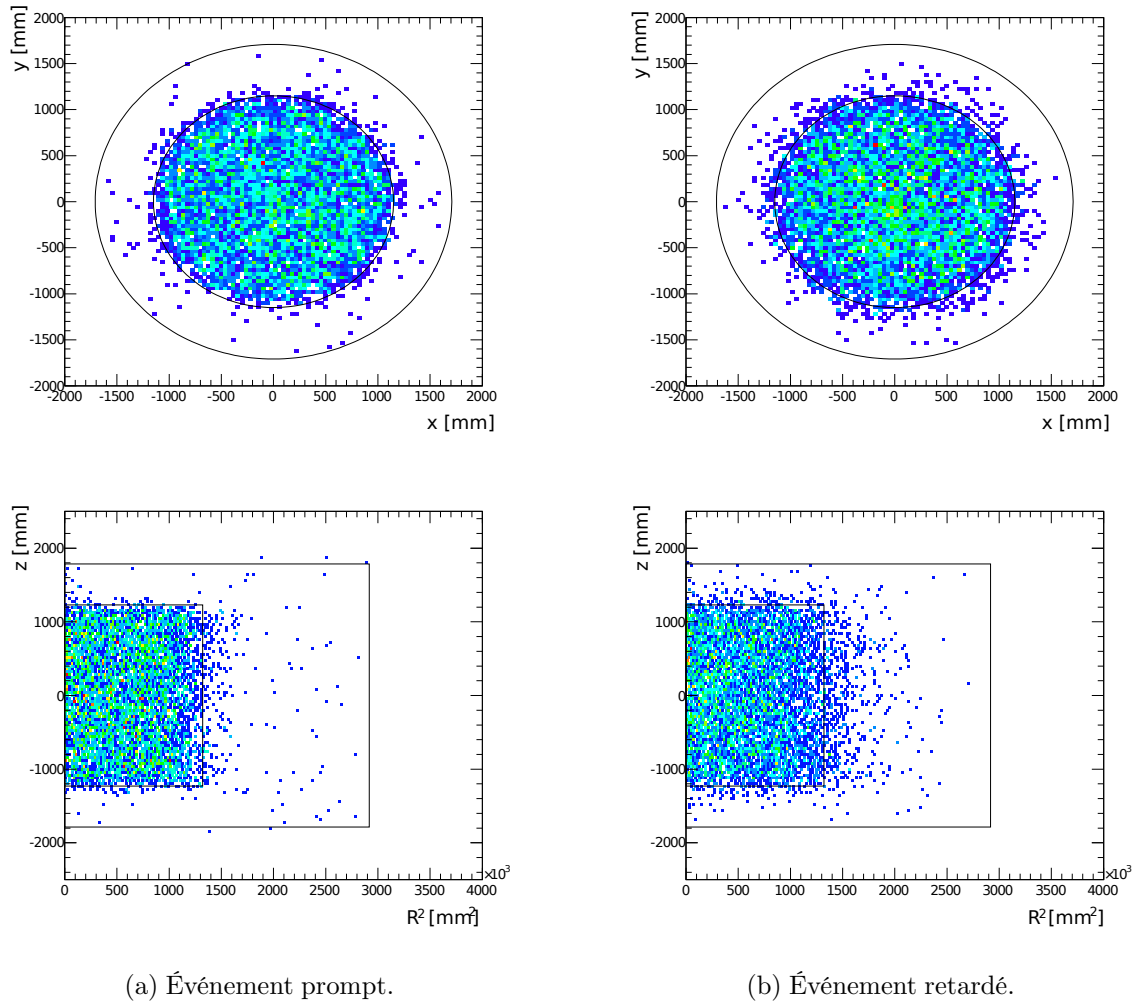


FIGURE 3.7 – Distribution spatiale des candidats $\bar{\nu}_e$. Les lignes continues représentent les limites des volumes cible et *gamma-catcher*.

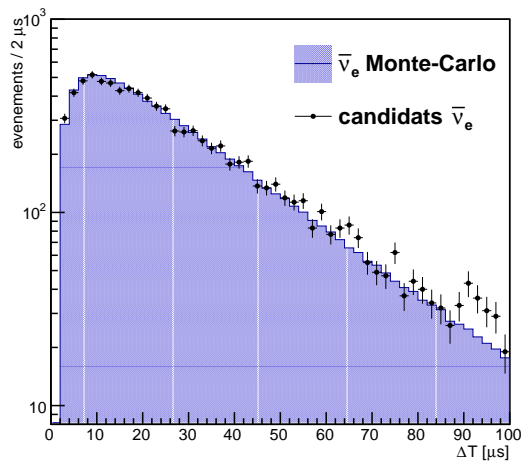


FIGURE 3.8 – Distribution des écarts de temps entre événements prompt et retardé.

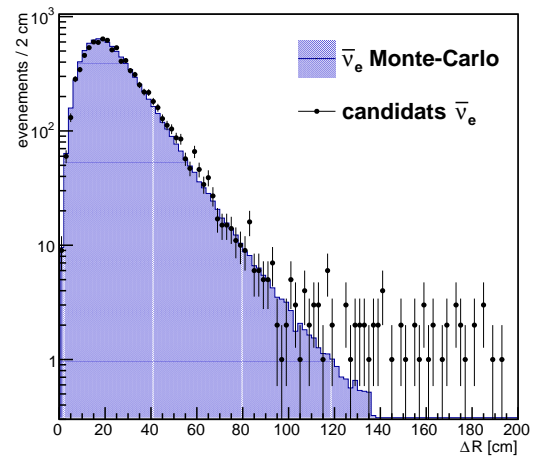


FIGURE 3.9 – Distribution des écarts de position entre événements prompt et retrardé.

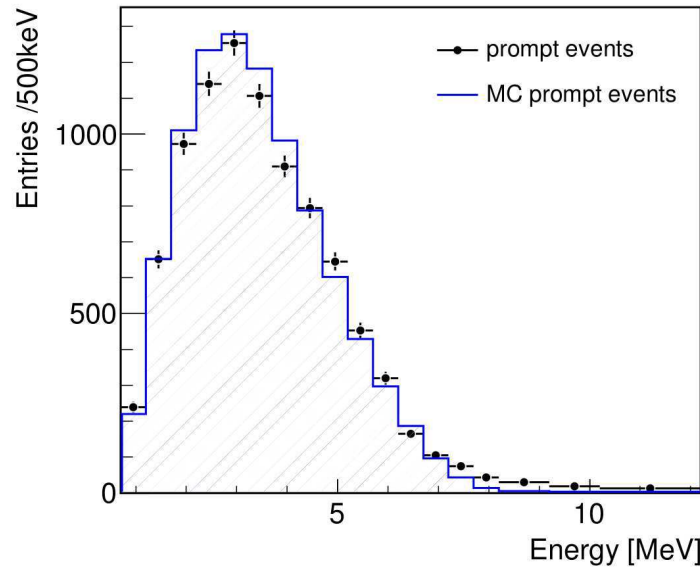


FIGURE 3.10 – **Distribution d'énergie de l'événement prompt.** Le spectre des $\bar{\nu}_e$ attendus est représenté dans l'hypothèse de l'absence d'oscillation ; on peut noter un défaut d'événements détectés autour de 2–3 MeV.

Analyse hydrogène

Les mêmes figures peuvent être représentées pour les candidats neutrinos issus de l'analyse hydrogène. Ils se distinguent par leur localisation, essentiellement dans le *gamma-catcher*, et la présence d'un bruit de fond accidentel important, du même ordre de grandeur que le signal $\bar{\nu}_e$ (cf. section 3.3.2).

3.2 Bruit lumineux généré par les photo-multiplicateurs

Le bruit lumineux est généré par la base des tubes photo-multiplicateurs, qui émettent sporadiquement des *flashes* lumineux dont l'intensité et la longueur d'onde se rapprochent du signal physique de la lumière émise par scintillation. Ce phénomène a été découvert dès la mise en service du détecteur, pendant la phase d'étude et de caractérisation préalable à la prise de données pour la physique. Des études en laboratoire ont ensuite été menées afin d'étudier et de comprendre ce phénomène [166]. Des coupures ont été mises au point pour rejeter ces événements.

3.2.1 Caractérisation des signaux de bruit lumineux

Plusieurs stratégies ont été étudiées afin de séparer ces événements des déclenchements liés à la physique. Nous avons présenté en section 3.1.1 les deux variables utilisées pour l'analyse : MQTQ et $\text{RMS}(T_{\text{start}})$ fondées sur les homogénéités respectivement spatiale et temporelle des signaux.

Nous avons travaillé à l'élaboration d'une variable tirant parti de la forme du signal reçu par les photo-multiplicateurs. Une impulsion liée à la scintillation du liquide possède une forme bien caractéristique. En revanche, une impulsion provenant d'un *flash* de bruit lumineux a des propriétés différentes (cf. FIG. 3.11).

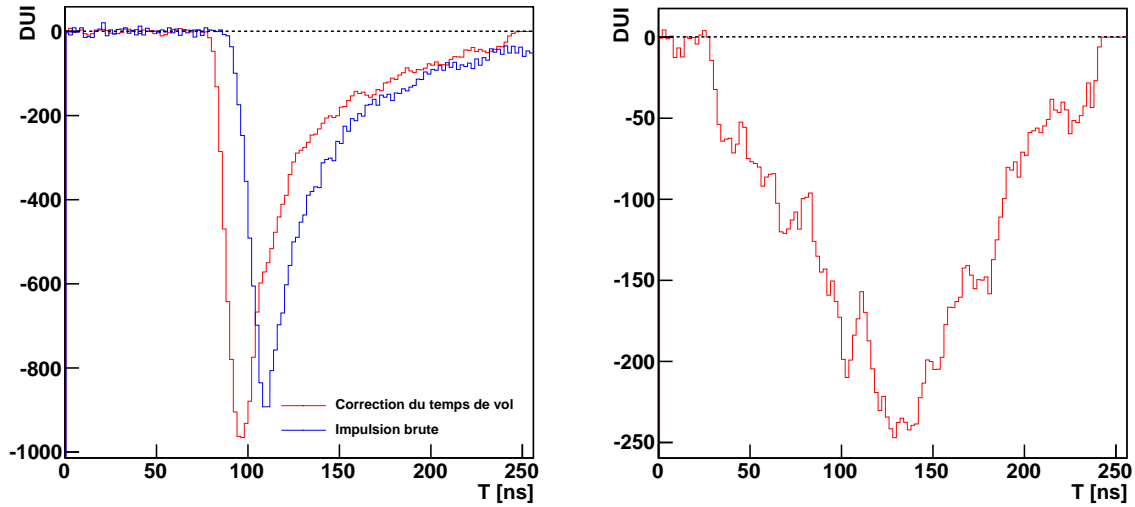


FIGURE 3.11 – **Distinction du bruit lumineux et des signaux physiques à partir des impulsions reçues par les photo-multiplicateurs.** Exemples de sommes des impulsions reçues par l'ensemble des PM touchés dans le cas d'un signal de scintillation (à gauche) et d'un événement de bruit lumineux (à droite).

Nous avons imaginé plusieurs variables pour tirer parti au mieux des différences entre signaux de scintillation et signaux de bruit lumineux et ainsi rejeter ces derniers avec une efficacité maximale tout en préservant l'intégralité des signaux physiques. Le meilleur pouvoir de discrimination a été obtenu pour le temps de montée du signal, ou T_{rise} . La largeur à mi-hauteur ou le rapport de la charge dans la queue du signal sur la charge totale ont montré de moins bons résultats ; en outre, la corrélation avec le temps de montée s'est avérée importante [167].

Le temps de montée est défini comme le temps séparant l'instant où le signal atteint 10 % de son amplitude maximale de celui où il en atteint les 90 % (cf. FIG. 3.12). Cette variable est calculée sur l'impulsion totale de l'événement, c'est-à-dire la somme de toutes les impulsions reçues par les tubes photo-multiplicateurs. Le temps de parcours de la lumière entre les points d'émission et de détection doit être pris en compte. L'impact de cette correction est représenté par les deux courbes de gauche en figure 3.11. Nous avons donc mis au point un algorithme permettant à la fois de calculer la somme des impulsions, en corrigeant du temps de vol de la lumière de la position reconstruite par *RecoBAMA* au photo-multiplicateur, et d'évaluer le temps de montée. Cet algorithme a été intégré dans le *tronc commun*, de sorte que cette variable est désormais incluse dans les fichiers de données de la collaboration.

La variable T_{rise} est bien complémentaire du rapport MQTQ ; la figure 3.13 représente les déclenchements dans le plan T_{rise} – MQTQ et montre qu'il n'y a pas de corrélation significative. Afin d'optimiser la coupure, des études de sensibilité ont été menées qui ont abouti à la définition suivante (lignes rouges en figure 3.13) :

$$T_{rise} < 20 \text{ ns} \quad \text{et} \quad T_{rise} < 26 - 124 \cdot \text{MQTQ} \quad (3.1)$$

Les événements ne correspondant pas à cette condition sont considérés comme du bruit lumineux et par conséquent sont rejetés.

Il convient de s'assurer que la coupure ainsi définie élimine efficacement le bruit lumineux et qu'elle n'affecte pas les événements physiques, on parle alors de *pureté*.

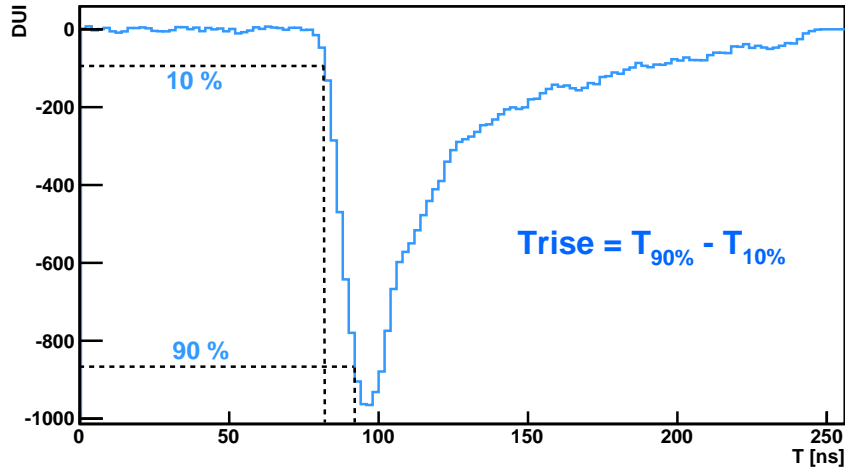


FIGURE 3.12 – Définition du temps de montée du signal.

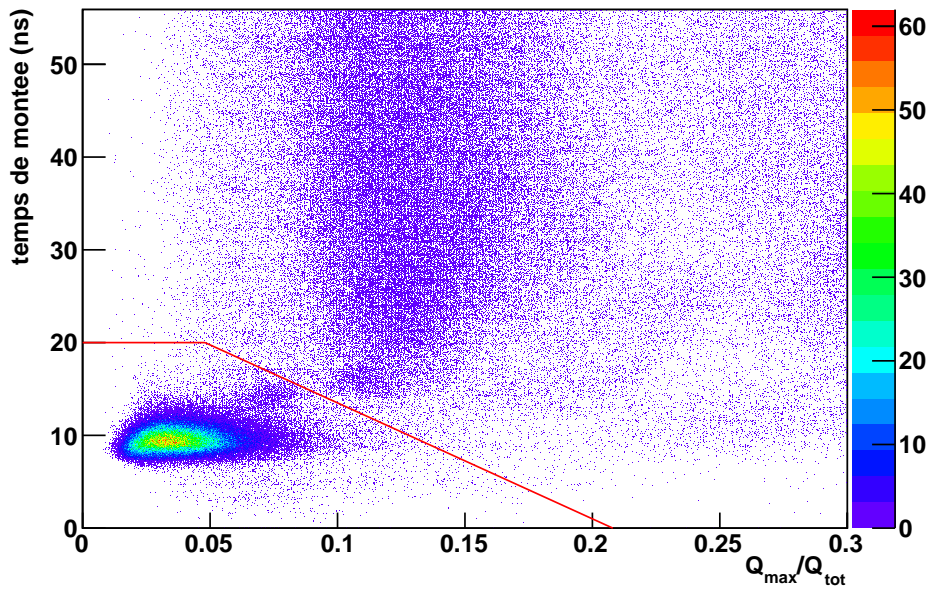


FIGURE 3.13 – Temps de montée du signal en fonction de MQTQ. Les lignes rouges représentent les valeurs de la coupure étudiée. La région exclue par la coupure est située en haut à droite.

3.2.2 Efficacité et pureté des coupures

L'efficacité et la pureté des coupures seront évaluées non seulement pour la coupure présentée ci-dessus mais également pour les coupures utilisées dans la sélection nominale des candidats neutrinos (cf. section 3.1.1).

Efficacité des coupures de bruit lumineux

L'efficacité de la coupure, ou plutôt son inefficacité, est définie par la quantité de bruit lumineux demeurant dans l'échantillon d'événements sélectionné. Son étude consiste à vérifier la stabilité temporelle du taux d'événements simples dans les fenêtres des événements prompt et retardé ainsi que celle du taux de bruit de fond accidentel. En effet, le taux de déclenchements

liés à des phénomènes physiques doit rester sensiblement stable dans le temps, alors que le taux d'événements de bruit lumineux dépend de plusieurs paramètres du détecteur.

L'étude du taux de bruit lumineux montre bien une variation importante dans le temps qui est liée aux variations de température, en particulier au gradient de température dans le volume *buffer* [168]. Des sauts brusques ont été observés à la suite de mises hors tension des bases des tubes photo-multiplicateurs (cf. FIG. 3.14).

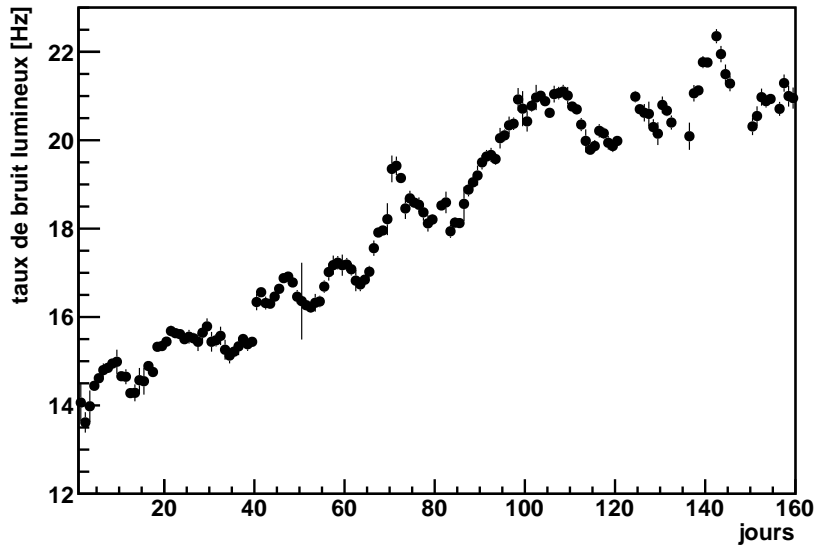


FIGURE 3.14 – Évolution du taux de bruit lumineux.

La coupure MQTQ appliquée seule ne permet pas d'éliminer le bruit lumineux à basse énergie où les variables $\text{RMS}(T_{\text{start}})$ et T_{rise} se révèlent en revanche particulièrement efficaces [167, 169]. Les performances de ces deux dernières variables se sont en outre révélées être proches [169, 170].

À l'inverse, dans la fenêtre d'énergie de l'événement retardé, le pouvoir de discrimination de la variable MQTQ s'avère supérieur. En outre, il est possible tout en préservant les événements physiques de resserrer davantage la coupure à haute énergie [171]. Nous avons alors montré que cela permettait d'éliminer la contamination en bruit lumineux de la fenêtre retardée (cf. FIG. 3.15), en particulier celle liée aux *flashes* lumineux d'un photo-multiplicateur déterminé, qui a produit un bruit important pendant quelques semaines avant d'être mis hors tension.

Ces résultats conduisent à la stabilité du nombre de coïncidences fortuites sur l'ensemble de la prise de données (cf. section 3.3). Les variations de taux de bruit lumineux n'entraînent donc pas de variations du taux de bruit de fond accidentel.

Les *flashes* lumineux émis par les bases des photo-multiplicateurs durent en général au-delà de la fenêtre de 256 ns correspondant à l'enregistrement d'un événement. Un même *flash* peut s'étendre sur plusieurs microsecondes et par conséquent donner lieu à plusieurs déclenchements, on parle alors de *bruit lumineux corrélé*. Ce bruit corrélé se trouve efficacement rejeté par les coupures dans le cas de l'analyse gadolinium [172]. Pour l'analyse hydrogène en revanche, la fenêtre d'énergie de l'événement retardé étant située à plus basse énergie, une faible contamination en bruit lumineux corrélé a pu être mise en évidence et estimée à $0,32 \pm 0,07$ événement par jour [173].

Si aucune indication de bruit de fond lumineux résiduel n'a pu être mise en évidence dans l'analyse gadolinium, et si la contamination s'avère restreinte et bien maîtrisée dans l'analyse hydrogène, il convient de vérifier que les coupures associées ne rejettent pas d'événements liés à la physique.

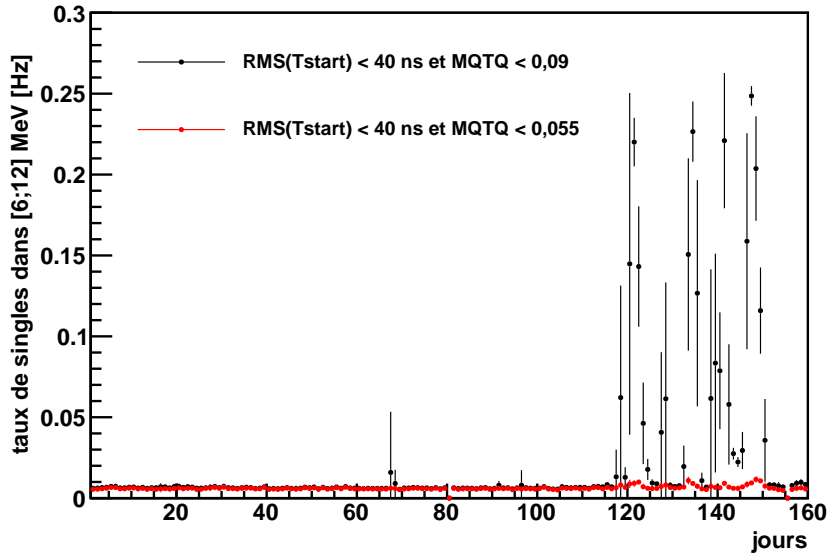


FIGURE 3.15 – Évolution du taux d'événements individuels dans la fenêtre de l'événement retardé. Les barres d'erreur représentent l'écart-type de la dispersion des taux dans les différentes prises de données au sein d'une même journée.

Pureté des coupures de bruit lumineux

Nous avons étudié la pureté de ces coupures grâce aux données acquises pour l'étalonnage avec des sources radioactives à partir d'une idée développée par M. Davide FRANCO dans la collaboration Double Chooz [174]. Cette étude se fonde sur la comparaison entre données acquises en présence de la source et en son absence. L'échantillon d'événements physiques est sélectionné par des coupures en énergie et en position de sorte que la proportion de déclenchements liés à la source soit maximale en son sein¹. De ces événements sont soustraits le nombre d'événements attendus en l'absence de la source, évalué grâce à une acquisition sans la source en utilisant les mêmes critères de sélection. L'échantillon sélectionné est alors considéré comme étant composé uniquement d'événements physiques dus à la présence de la source radioactive. La quantité d'événements rejetés par une coupure de bruit lumineux dans cet échantillon permet par conséquent d'en évaluer la pureté.

Quatre sources radioactives sont introduites dans le détecteur lors des campagnes d'étalonnage (cf. section 1.2.2). Pour cette étude, deux seulement seront considérées : la source de ^{68}Ge , dont l'énergie correspond au signal au seuil de la réaction β inverse, et celle de ^{60}Co , dont l'énergie correspond environ au maximum du signal $\bar{\nu}_e$ attendu. À plus hautes énergies, le signal physique se trouve être moins sensible aux coupures, ces deux sources s'avèrent donc suffisantes pour donner une limite supérieure de la fraction d'événements de physique qu'elles rejettent.

Les sources sont introduites dans la cible, le long de l'axe vertical passant par son centre, et dans le *gamma-catcher*, près des parois de l'enceinte cible et de celles du volume *buffer* (cf. section 1.2.2). Cinq positions différentes ont été considérées dans le tube guide, et trois dans la cible — au centre, en haut et en bas (cf. FIG. 3.16). Les positions 1, 2 et 4, proches du volume cible, permettent de caractériser le comportement aux limites de celui-ci. Les positions 3 et 5 s'attachent en revanche à caractériser le *gamma-catcher*.

Les données de physique de référence sont choisies parmi les périodes d'acquisitions les plus

1. Nous avons considéré les critères suivants : l'énergie détectée doit se trouver à moins de 0,5 MeV de l'énergie émise par la source radioactive et la position doit être reconstruite à moins de 30 cm de la position réelle de celle-ci.

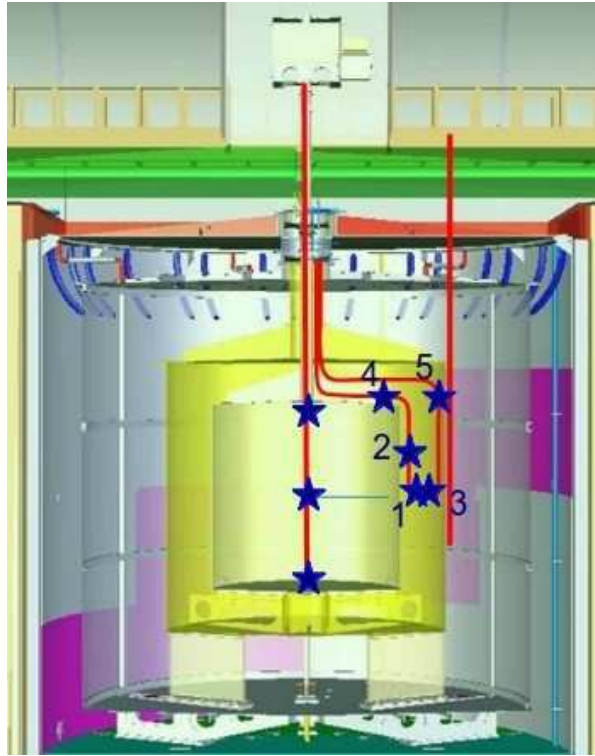


FIGURE 3.16 – Position des sources lors des prises de données considérées.

proches de l'introduction de la source, de sorte que la variation du taux de bruit lumineux ne vienne pas biaiser les résultats. Nous avons vérifié que considérer un échantillon seulement des données de référence en l'absence de source n'affecte pas les résultats de l'étude, à condition que l'échantillon représente une statistique suffisante. Lors de la prise de données avec la source de cobalt dans le *gamma-catcher*, le système d'acquisition du *veto* interne a été désactivé. Nous avons donc utilisé pour l'analyse des données de référence acquises dans des conditions similaires, dont la statistique est limitée. Ces résultats permettent cependant d'aboutir à une limite supérieure satisfaisante.

Nous avons d'abord étudié la pureté des coupures pour chaque variable appliquée indépendamment des autres. Nous avons alors fait varier la valeur de la coupure. Les résultats confirment la sensibilité à la fois à l'énergie et à la position de l'événement. La pureté dépend de l'énergie de la source pour les trois coupures (cf. FIG. 3.17 pour $\text{RMS}(T_{\text{start}})$ et T_{rise} , des résultats similaires sont obtenus pour MQTQ), une statistique supérieure réduisant les largeurs des distributions, ce résultat est attendu.

La pureté de la coupure suivant la variable MQTQ se dégrade en s'éloignant du centre de la cible (cf. FIG. 3.18). On observe le même phénomène pour le $\text{RMS}(T_{\text{start}})$, mais en moins marqué. Ce résultat est naturel, attendu que les variables MQTQ et $\text{RMS}(T_{\text{start}})$ se fondent sur l'homogénéité de la réponse des photo-multiplicateurs, respectivement en charge et en temps. Or l'homogénéité est en théorie parfaite au centre et se réduit plus on s'en éloigne. Cependant en position 5, soit aux extrémités du volume *gamma-catcher*, la fraction d'événements physiques rejetés demeure de l'ordre de quelques pour mille pour la coupure $\text{MQTQ} < 0,09$ et de l'ordre du pourcent pour la coupure $\text{RMS}(T_{\text{start}}) < 40$ ns. Cette fraction est inférieure au pour mille dans les autres positions.

Le temps de montée est *a priori* peu sensible à la position de l'événement dans le détecteur. Néanmoins, l'évaluation du temps de montée dépend de la reconstruction de la position d'interaction à travers la correction liée au temps de vol de la lumière. Une largeur de distribution de

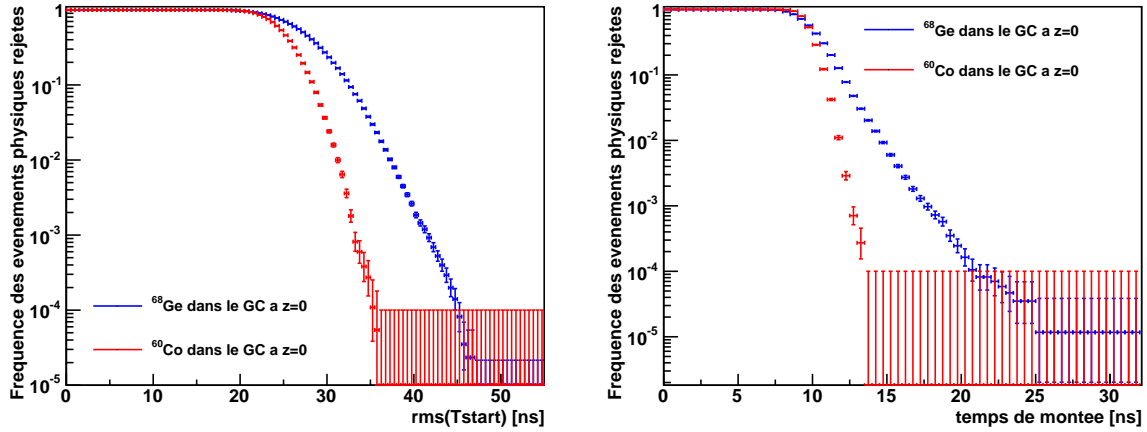


FIGURE 3.17 – Sensibilité des coupures de bruit lumineux à l'énergie. Les sources de ^{68}Ge et de ^{60}Co sont placées dans le *gamma-catcher* en position 3.

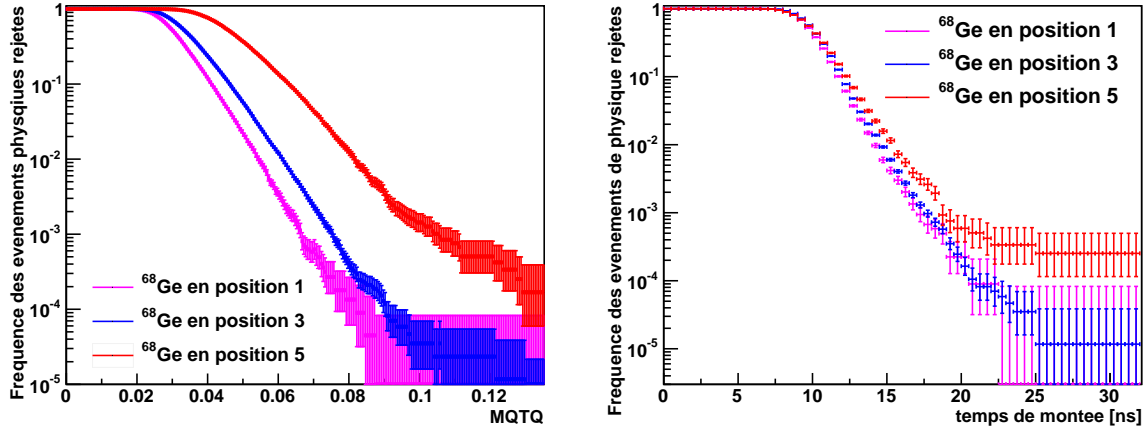


FIGURE 3.18 – Sensibilité des coupures de bruit lumineux à la position. La source de ^{68}Ge est située dans trois positions différentes dans le *gamma-catcher*.

la reconstruction plus élevée conduit à un accroissement de la largeur de distribution des temps de montée. Ce phénomène explique la légère dépendance de la pureté de la coupure selon la variable T_{rise} en fonction de la position (cf. FIG. 3.18). La pureté demeure meilleure que le pour mille dans toutes les positions considérées.

Nous avons ensuite évalué la pureté des deux jeux de coupures réellement appliqués :

$$\text{RMS}(T_{\text{start}}) < 40 \text{ ns} \quad \text{et} \quad \text{MQTQ} < 0,09 \quad (3.2)$$

$$T_{\text{rise}} < 20 \text{ ns} \quad \text{et} \quad T_{\text{rise}} < 26 - 125 \cdot \text{MQTQ} \quad (3.3)$$

La première sélection est représentée en figure 3.19 et correspond à la coupure nominale de l'analyse, la seconde est illustrée en figure 3.13.

La fraction d'événements de physique rejetés par les deux coupures de bruit lumineux a été estimée pour les deux sources dans leur différentes positions de déploiement (cf. TAB. 3.1). Ces résultats confirment les conclusions des études précédentes réalisées sur chaque variable individuellement. Hormis dans l'extrémité du *gamma-catcher*, la fraction de physique éliminée est largement inférieure au pourcent. La variable T_{rise} , moins sensible à la position dans le

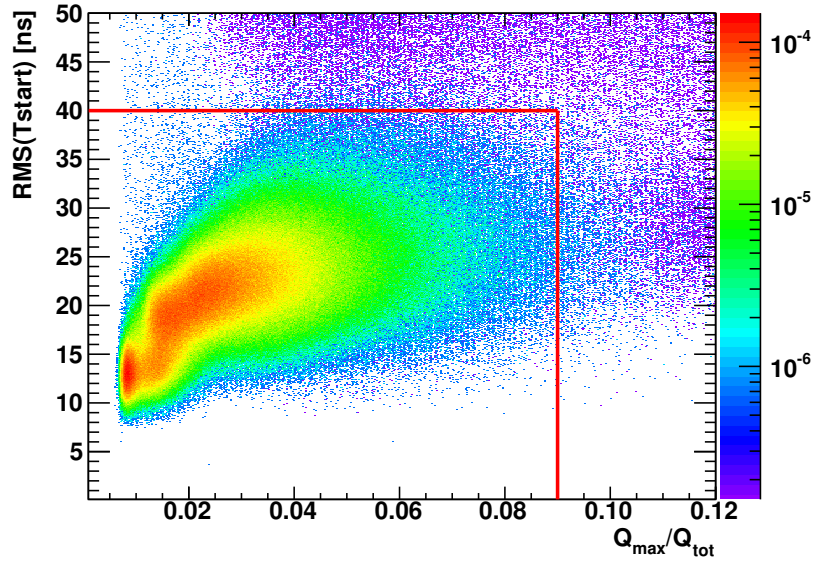


FIGURE 3.19 – Représentation de la coupure nominale d’élimination du bruit lumineux dans le plan $\text{RMS}(T_{\text{start}}) - \text{MQTQ}$. Les lignes rouges matérialisent la sélection des événements physiques.

volume de détection, permet d’obtenir des résultats plus uniformes, et ainsi d’assurer un moindre rejet des événements, en particulier dans les extrémités du *gamma-catcher*.

Source	Position	Fraction d’événements physiques rejetés	
		coupure nominale en $\text{RMS}(T_{\text{start}})$	coupure alternative en T_{rise}
^{68}Ge	position 1 (<i>GC</i>)	$0,085^{+0,024}_{-0,019} \%$	$0,022^{+0,015}_{-0,010} \%$
	position 2 (<i>GC</i>)	$0,088^{+0,025}_{-0,019} \%$	$0,018^{+0,015}_{-0,009} \%$
	position 3 (<i>GC</i>)	$0,195^{+0,016}_{-0,015} \%$	$0,022^{+0,006}_{-0,005} \%$
	position 4 (<i>GC</i>)	$0,195^{+0,035}_{-0,030} \%$	$0,009^{+0,012}_{-0,006} \%$
	position 5 (<i>GC</i>)	$1,348^{+0,114}_{-0,106} \%$	$0,135^{+0,043}_{-0,033} \%$
	centre (cible)	$0,019^{+0,005}_{-0,004} \%$	$0,007^{+0,004}_{-0,003} \%$
	haut (cible)	$0,031^{+0,007}_{-0,006} \%$	$0,003^{+0,003}_{-0,002} \%$
	bas (cible)	$0,166^{+0,060}_{-0,045} \%$	$0,115^{+0,052}_{-0,038} \%$
^{60}Co	position 3 (<i>GC</i>)	$< 0,010 \%$	$< 0,010 \%$
	centre (cible)	$< 0,002 \%$	$< 0,002 \%$
	haut (cible)	$< 0,006 \%$	$< 0,006 \%$
	bas (cible)	$< 0,012 \%$	$< 0,012 \%$

TABLE 3.1 – Fraction d’événements physiques rejetés par les deux jeux de coupures étudiés en fonction de la source considérée et de sa position dans le détecteur. Les incertitudes et limites supérieures, uniquement statistiques, sont données à 1σ .

Afin d’obtenir une estimation de la fraction d’événements rejetés par les coupures par volume, nous avons regroupé les positions en deux catégories :

- la première correspondant au volume cible et comprenant les déploiements des sources le

long de l'axe vertical et dans le tube guide à proximité de la paroi de la cible (positions 1, 2 et 4),

- la seconde correspondant au *gamma-catcher* et regroupant les déploiements des sources en positions 3 et 5.

Remarquons que cela n'est pas pleinement représentatif du signal neutrino, dont les énergies sont en moyenne plus élevées que celles des sources déployées. En outre, il faudrait une pondération des différentes positions afin de rendre compte de la répartition réelle des interactions des $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur — et ce aussi bien pour l'analyse gadolinium que pour l'analyse hydrogène. Nous n'effectuons ici qu'une somme de toutes les données acquises dans les deux groupes *cible* et *gamma-catcher* sans considération des durées d'acquisition. Cette approche est valable dans la mesure où il ne s'agit pas d'évaluer avec précision la fraction d'événements rejetés par les coupures mais bien d'en donner une limite raisonnable.

Les résultats sont résumés par le tableau 3.2. Ils sont cohérents avec les évaluations locales de la pureté des coupures à des énergies définies (cf. TAB. 3.1), les mesures sont naturellement dominées par les temps d'acquisition les plus longs. L'estimation dans le *gamma-catcher* est pessimiste : elle ne prend en compte que des positions en son centre ou en son extrémité extérieure.

Position	Fraction d'événements physiques rejetés	
	coupure nominale en $\text{RMS}(T_{\text{start}})$	coupure alternative en T_{rise}
cible	$0,035^{+0,003}_{-0,003} \%$	$0,008^{+0,002}_{-0,001} \%$
<i>gamma-catcher</i>	$0,283^{+0,016}_{-0,016} \%$	$0,030^{+0,006}_{-0,005} \%$

TABLE 3.2 – Estimation de la fraction d'événements physiques rejetés par volume de détection en fonction de la coupure employée.

La fraction d'événements rejetés s'élève au maximum à quelques pour mille dans le *gamma-catcher* et est bien inférieure à ce niveau dans le volume cible. En comparaison des incertitudes systématiques liées à la détection et à la prédiction du taux de neutrinos attendu, qui se chiffrent au-delà du pourcent, l'incertitude introduite par les coupures de rejet du bruit lumineux peut être négligée.

Deux nouvelles variables ont été développées récemment dans la collaboration Double Chooz. Elles se fondent toutes deux sur l'inhomogénéité de la charge collectée par les tubes photomultiplicateurs. L'une, Q_{diff} , caractérise la différence entre les charges reçues par le PM avec la charge maximale et ses plus proches voisins. L'autre, $\text{RMS}(Q)$, définit l'écart-type de la distribution des charges reçues par chaque photo-multiplicateurs. Ces deux coupures supplémentaires permettent de relâcher les autres coupures et partant d'en améliorer encore la pureté [175].

3.3 Bruits de fond accidentels

3.3.1 Événements simples

L'ensemble des déclenchements non rejetés par le *veto* muon et les coupures de bruit lumineux constitue les événements « simples » ou « individuels », communément appelés « *singles* ». Ce sont parmi eux que sont recherchées les paires corrélées. Ils sont composés principalement de rayonnements γ provenant de la radioactivité naturelle, des événements prompts et retardés issus de l'interaction des $\bar{\nu}_e$, de captures de neutrons, de désintégrations de muons et des isotopes produits par les rayonnements cosmiques.

Le taux d'événements simples s'élève à 8,20 Hz dans la fenêtre d'énergie de recherche du positon (cf. FIG. 3.20) alors qu'une dizaine de Hz était attendue [134]. Dans la fenêtre d'énergie correspondant au neutron, une coupure supplémentaire est appliquée pour le rejet du bruit lumineux (cf. section 3.1.1), conduisant à un taux de dix-huit événements par heure environ quand l'objectif fixé à l'origine était quatre fois supérieur. Ces taux de bruits de fond faibles sont le fruit du soin apporté à la radio-pureté des divers éléments composant le détecteur.

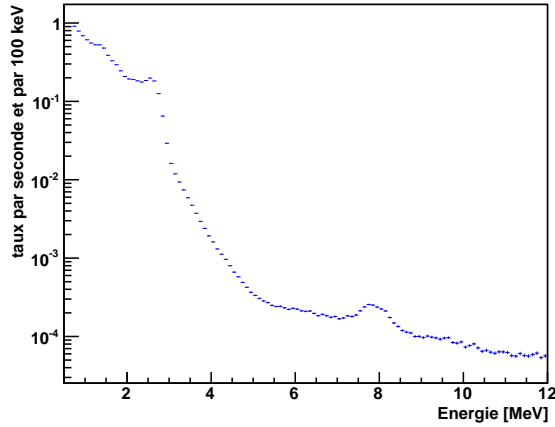


FIGURE 3.20 – **Spectre d'énergie des événements simples.** La raie du ^{208}Tl à 2,6 MeV se distingue nettement, ainsi que celle du ^{40}K à 1,5 MeV et la capture des neutrons sur le gadolinium à 8 MeV. Le taux dans l'ensemble de la fenêtre de l'événement prompt s'élève à 8,20 Hz.

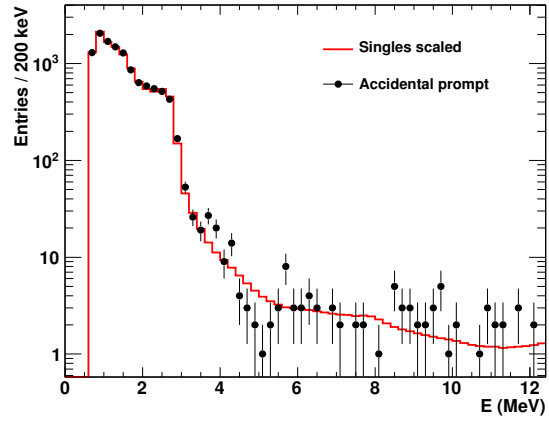


FIGURE 3.21 – **Spectre des événements prompts du bruit de fond accidentel [115].** Celui-ci s'accorde avec le spectre des événements prompts auquel a été appliquée la coupure d'isolation, expliquant les différences avec la figure 3.20, en particulier concernant la capture sur le Gd.

3.3.2 Coïncidences accidentelles

Deux méthodes s'offrent pour l'étude des bruits de fond accidentels. La première, permettant d'obtenir les résultats les plus représentatifs et les plus précis, consiste à effectuer une recherche de paires corrélées, telle que définie précédemment (cf. section 3.1.1), mais en décalant la fenêtre de recherche de la coïncidence temporelle; celle-ci a toujours la même durée, 98 μs , mais se situe par exemple 1 ms après l'événement prompt. Afin d'accroître la statistique, et partant la précision de l'estimation, plusieurs fenêtres de recherche de coïncidences sont utilisées pour un même événement prompt. Il convient de décaler suffisamment loin la recherche de l'événement retardé de manière à éviter toute coïncidence physique, en particulier due au bore 12, produit par l'interaction des rayonnements cosmiques, dont la période radioactive est de l'ordre de 20 ms. La première fenêtre est ainsi située 1 s après le candidat prompt, cent quatre-vingt-dix-huit fenêtres se succèdent ensuite toutes les 500 μs .

Cette sélection conduit à un taux de bruit de fond accidentel de $0,26 \pm 0,02$ événement par jour. L'incertitude statistique est négligeable, l'incertitude associée à l'estimation de ce bruit de fond provient de la caractérisation de sa stabilité dans le temps. Le spectre des événements prompts sélectionnés correspond bien au spectre des événements individuels attendu (cf. FIG. 3.21).

La seconde méthode évalue la probabilité de coïncidence dans une fenêtre de 98 μs à partir des taux d'événements individuels dans les deux plages d'énergie correspondant au positon et au neutron. Il convient de corriger les taux de détection d'événements simples (cf. section 3.3.1) de l'effet de la coupure d'isolation. La valeur de $0,29 \pm 0,02$ est alors obtenue, avec une incertitude

statistique négligeable devant la dispersion dans le temps. Cette valeur constitue une validation simple de la méthode des fenêtres décalées multiples qui est retenue pour l'estimation finale du bruit de fond accidentel.

La quantité du bruit de fond accidentel est ensuite soustraite du signal des candidats $\bar{\nu}_e$. La figure 3.22 illustre la qualité de cette soustraction : l'écart entre les positions des événements prompt et retardé pour les candidats $\bar{\nu}_e$ sélectionnés correspond bien à la somme des paires corrélées et des coïncidences accidentelles.

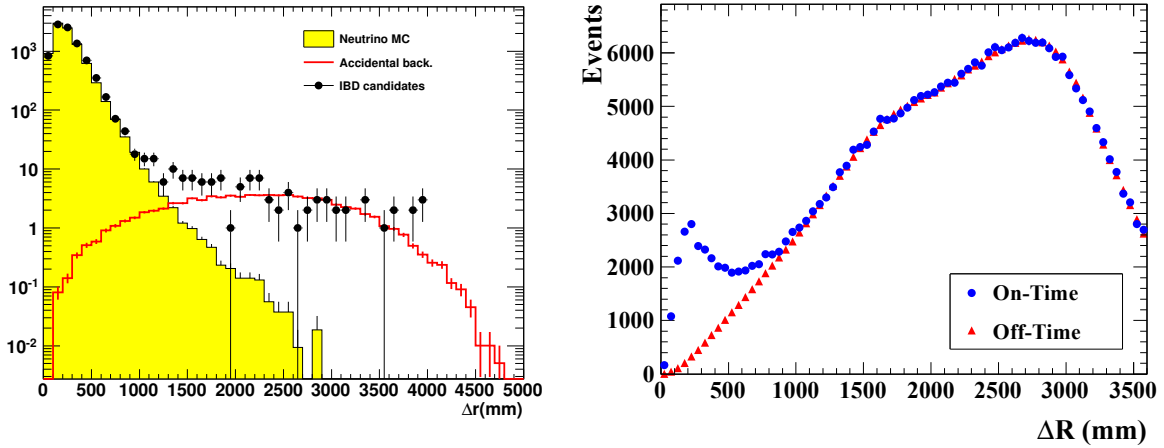


FIGURE 3.22 – **Distribution des distances séparant événements prompt et retardé pour les coïncidences neutrinos et les fenêtres de coïncidences décalées.** À gauche : analyse gadolinium. À droite : analyse hydrogène ; on rappelle qu'une coupure est appliquée à 900 mm dans ce cas.

La composante de bruit de fond accidentel est beaucoup plus importante dans le cas de l'analyse hydrogène en raison d'une fenêtre retardée à plus faible énergie. Une coupure sur l'écart des positions reconstruites des deux événements de la paire sélectionnée est ajoutée : celle-ci ne doit pas excéder 900 mm. Dans ces conditions, l'estimations du bruit de fond accidentel s'élève à $73,45 \pm 0,16$ événements par jour.

3.4 Bruits de fond corrélés

Les bruits de fond corrélés sont constitués d'un même phénomène physique à l'origine à la fois des événements prompt et retardé. On distingue les isotopes cosmogéniques, c'est-à-dire produits par les rayonnements cosmiques, et les neutrons rapides.

3.4.1 Bruits de fond cosmogéniques

La spallation des noyaux de carbone 12, contenus dans le liquide scintillant, par les muons du rayonnement cosmique produit, entre autres, du lithium 9 [133]. Cet isotope décroît par réaction β^- avec une période radioactive de 178 ms. Dans environ 50 % des cas, cette désintégration est suivie de l'émission d'un neutron (cf. FIG. 3.23), produisant une imitation parfaite de la signature de la réaction β inverse recherchée : le dépôt d'énergie d'un électron de quelques MeV suivi par la capture radiative d'un neutron. Rien ne peut distinguer un tel événement d'une réelle interaction d'un $\bar{\nu}_e$.

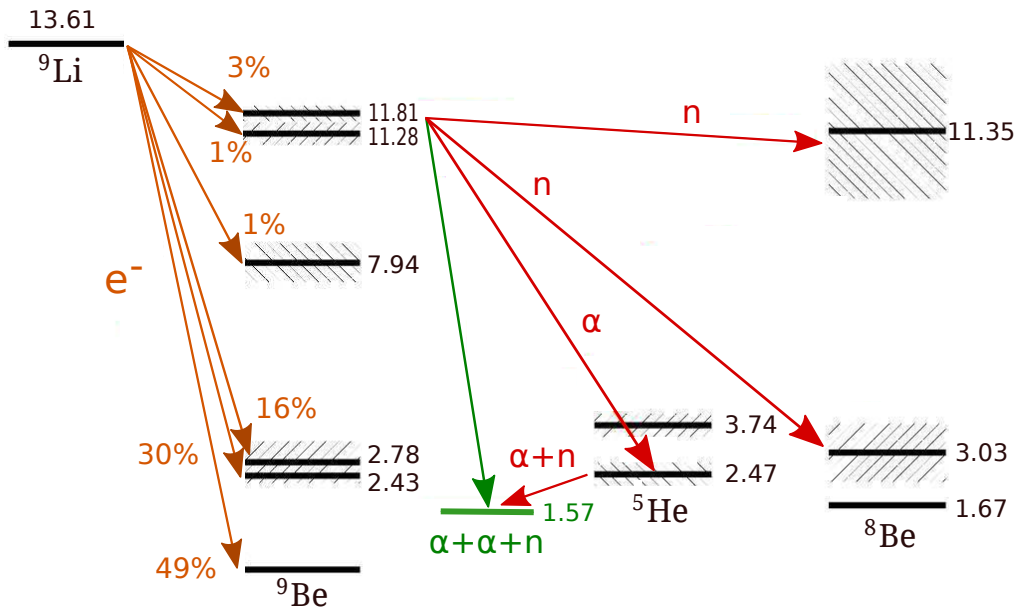


FIGURE 3.23 – **Schéma de la désintégration du ^9Li [176].** Dans 49 % des cas, la désintégration β^- du ^9Li aboutit à l'état fondamental du ^9Be , ne générant pas de neutron. Dans les autres cas, l'émission de l'électron est suivie de celle d'un neutron et de deux particules α . Les énergies des différents niveaux sont exprimées en MeV et se réfèrent à celle de l'état fondamental du ^9Be .

Un autre émetteur $\beta-n$ est produit par la spallation des muons. Il s'agit de l'hélium 8 qui décroît avec un temps de vie comparable, de l'ordre de 119 ms. Cependant, il est moins produit et sa décroissance n'émet un neutron que dans 16 % des cas environ, de sorte que sa contribution est inférieure à celle du lithium 9. Dans le détecteur KamLAND, on a pu montrer que sa contribution représentait moins de 15 % à un degré de confiance de 95 % [177]. L'énergie des muons diffère en raison de profondeurs distinctes, mais cette limite demeure du même ordre de grandeur pour le détecteur de Double Chooz. On désigne donc généralement par *lithium 9* l'ensemble des bruits de fond générés par les émetteurs $\beta-n$ cosmogéniques ; c'est la convention que nous adopterons par la suite.

Il s'agit donc pour évaluer la contamination des données par le lithium 9 d'étudier l'excès d'événements observé après le passage de muons, et en particulier de muons de haute énergie susceptibles d'avoir interagi par spallation dans le volume du détecteur. La production du noyau de lithium 9 doit impérativement avoir lieu dans le liquide scintillant — et même, dans le cas de l'analyse gadolinium, dans la cible ou à sa limite immédiate — de sorte que l'électron et le neutron puissent être détectés. Un muon dont la trajectoire intercepte la cible dépose environ 600 MeV dans le détecteur en considérant le minimum d'ionisation. Les processus de spallation impliquent un dépôt d'énergie supérieur au minimum d'ionisation. Le seuil de 600 MeV s'impose alors pour l'étude de la production d'isotopes de ^9Li consécutive au passage d'un muon.

Dans l'histogramme de la distribution des temps séparant un candidat neutrino du passage d'un muon de plus 600 MeV doit apparaître une composante caractérisée par le temps de vie du ^9Li , permettant ainsi d'évaluer le nombre d'événements qui lui sont liés (cf. FIG. 3.24). La contamination des émetteurs $\beta-n$ après le passage de muons de plus de 600 MeV est ainsi estimée à $0,95 \pm 0,11$ événement par jour [178]. Nous avons mené une étude comparable avec un stagiaire, qui avait abouti à une estimation compatible [176].

Cependant, les muons déposant une énergie inférieure sont également susceptibles de générer des émetteurs $\beta-n$. En effet, si la distance qu'ils parcourent dans le liquide scintillant avant de donner lieu à un processus de spallation est courte, ils ne déposeront qu'une faible énergie non

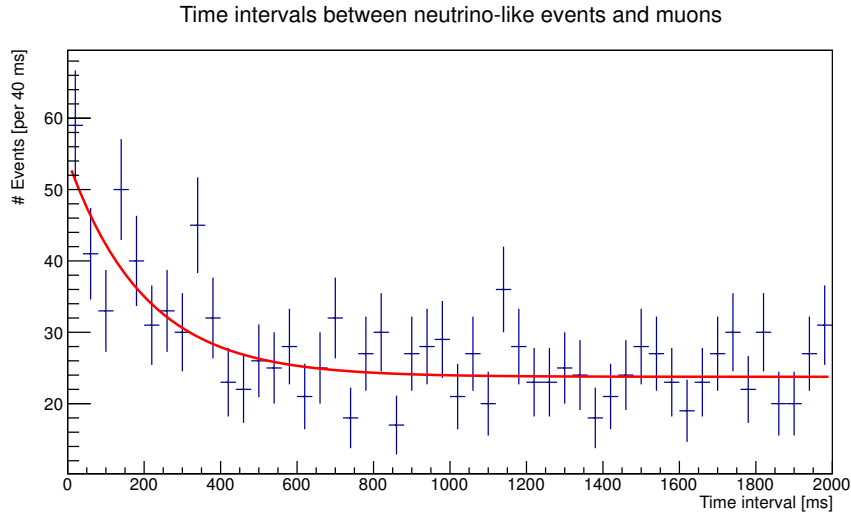


FIGURE 3.24 – **Intervalle de temps séparant un candidat $\bar{\nu}_e$ du passage de muons de plus de 600 MeV [176].** On distingue deux composantes : l’une constante, constituée des coïncidences fortuites d’une « vraie » paire $\bar{\nu}_e$ avec un muon de haute énergie, l’autre exponentielle, constituée des décroissances des isotopes cosmogéniques.

reliée à la spallation.

L’étude des candidats neutrinos consécutifs au passage de muons déposant de 275 à 600 MeV nécessite l’ajout d’une sélection spatiale autour de la trajectoire reconstruite (cf. section 2.1.4), faute de quoi les coïncidences fortuites se situent à un niveau trop élevé. Le nombre d’événements liés à ces muons de moyenne énergie doit ensuite être extrapolé à l’ensemble du volume cible et ajouté à celui dû aux muons de haute énergie, conduisant au taux suivant :

$$2,01 \pm 0,44 \text{ (stat.)} \pm 0,23 \text{ (syst.) événements par jour.}$$

Aucun signal clair n’est identifié après le passage des muons déposant moins de 275 MeV, seule une limite supérieure de 0,34 événement par jour peut être estimée.

Enfin, l’étude de l’incertitude systématique liée à la méthode appliquée résulte en un biais de $(0,2 \pm 3,3) \%$. Cette étude prend en compte la taille des bins en temps utilisés par l’ajustement et la valeur de la constante de décroissance de l’exponentielle — qui dépend du rapport des contributions relatives du ^9Li et de l’ ^8He , pour lequel la contrainte des données de KamLAND est utilisée. Le taux d’événements final est ainsi estimé à :

$$2,05^{+0,57}_{-0,46} \text{ (stat.)} \pm 0,24 \text{ (syst.) événements par jour [178].}$$

L’application du *veto* de 0,5 s après le passage de muons de plus de 600 MeV réduit la contribution des muons de haute énergie et conduit à l’estimation suivante de la contamination en isotopes cosmogéniques :

$$1,25^{+0,59}_{-0,48} \text{ événement par jour.}$$

Dans le cas de l’analyse hydrogène, une étude similaire est menée, associée à une méthode identifiant les muons par leur passage dans le *veto* interne, aboutissant à l’estimation suivante :

$$2,84^{+1,15}_{-1,05} \text{ événements par jour [179].}$$

Spectre d'énergie des bruits de fonds cosmogéniques

Le spectre prompt des événements liés au ^9Li se compose de la somme des énergies déposées par quatre des cinq particules émises : l'électron, les deux particules α et le neutron. Le neutrino ne déposant pas son énergie dans le liquide scintillant, il s'agit bien d'un spectre d'énergie et non d'une raie discrète. D'autre part, à cause du phénomène de *quenching* (cf. section 2.3.2), l'énergie reconstruite pour les particules α ou les neutrons est moindre que l'énergie qu'ils déposent réellement, contribuant à une distorsion de la distribution du spectre, en particulier à basse énergie. L'évaluation de la forme du spectre en énergie de ces événements prompts s'avère ainsi délicate.

Pourtant, la maîtrise de cette forme revêt une grande importance dans le cas d'un ajustement en taux de détection et en forme du signal de l'oscillation. En effet, c'est à basse énergie que l'incertitude se trouve maximale, or c'est précisément autour de 2 MeV que le maximum du signal d'oscillation est attendu¹.

Un générateur d'événements a été développé afin de simuler la désintégration du lithium 9 dans le détecteur dans le logiciel de simulation GEANT4 et d'en extraire une estimation du spectre d'énergie prompte caractérisant ce bruit de fond cosmogénique. Le spectre des électrons est simulé à partir des rapports de branchement connus dans les bases de données nucléaires, grâce au code BESTIOLE développé par MM. LHUILLIER et MUELLER [41]. Seuls les rapports de branchement correspondant à l'état à 11,81 MeV du ^9Be (cf. FIG. 3.23) étant connus [180], les autres reposent sur des hypothèses. En l'absence de données, nous avons simplement considéré les mêmes rapports pour les autres états du ^9Be , en les repondérant lorsqu'une transition est interdite par les différences d'énergies. Les largeurs de chaque état sont prises en compte par une distribution lorentzienne. Le spectre issu de cette succession de désintégrations à deux corps est représenté en rouge figure 3.25.

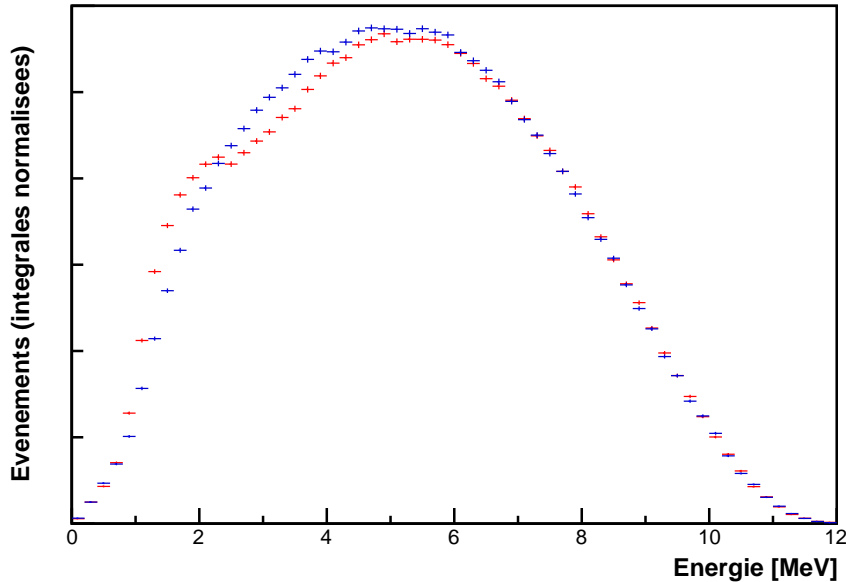


FIGURE 3.25 – **Simulations du spectre d'énergie prompte reconstruite des événements de ^9Li .** Les événements ont été simulés uniformément dans le volume cible dans l'hypothèse de désintégrations directes à trois corps (en bleu) ou via le ^8Be et l' ^5He par des désintégrations à deux corps (en rouge).

1. La probabilité d'oscillation à une distance d'un kilomètre est maximale pour une énergie visible d'environ 1,2 MeV, proche du seuil de détection. Cependant, c'est bien autour de 2 MeV d'énergie visible que l'effet absolu sur le nombre d'événements est maximal (cf. section 5.4, FIG. 5.1).

Cependant, l'éventualité de désintégrations directes du ^9Be à trois corps en deux particules α et un neutron ne peut être exclue, en particulier pour les états de basse énergie [181]. Nous avons donc également simulé le spectre prompt du bruit de fond induit par le ^9Li dans cette hypothèse (cf. FIG. 3.25). De plus amples descriptions de la modélisation des désintégrations et des hypothèses sous-jacentes sont disponibles dans le rapport de stage de M. Valérian SIBILLE [176].

Les deux spectres obtenus ne diffèrent pas radicalement, à l'exception d'une aspérité autour de 2 MeV qui n'apparaît pas dans le cas de désintégrations à trois corps. Celle-ci correspond à des désintégrations β de faible énergie, suivies de transitions où l'essentiel de l'énergie disponible se concentre dans les particules α , donnant lieu à un dépôt d'énergie limitée en raison du fort *quenching*. Dans le cas de désintégrations à trois corps, l'énergie se répartit plus uniformément, ce qui conduit au délaïement de cette aspérité dans le reste du spectre.

Afin d'améliorer les simulations à deux corps en introduisant des rapports de branchement plus réalistes, nous sommes en contact avec M^{me} Yolanda PREZADO qui avait pendant sa thèse travaillé à l'analyse des données ayant conduit à l'évaluation des rapports de branchement de la décroissance β^- du ^9Li [182]. Cette analyse se fonde sur l'ensemble des particules émises à la suite de l'électron ; le spectre total est ainsi ajusté par la contribution des différentes branches passant par les états intermédiaires du béryllium 8 et de l'hélium 5.

La matrice de covariance *bin à bin* est en cours d'évaluation, elle permettra de compléter l'estimation précise des incertitudes sur la forme du spectre prompt des événements liés au ^9Li .

Ces simulations sont complémentaires avec le travail d'extraction des événements de bruit de fond cosmogénique dans les données. Ces dernières fournissent une estimation du taux de ces événements, mais, en raison d'une statistique limitée, non de la forme, ou du moins pas avec une précision satisfaisante.

D'autre part, devant l'accroissement conséquent de la statistique dans les données acquises par Double Chooz, la simulation d'un spectre d'énergie correspondant à l'hélium 8 devient pertinente. Ce travail sera mené dans les prochains mois selon la méthode employée pour le lithium 9. Avec les deux spectres à disposition, un ajustement permettra éventuellement d'estimer les contributions relatives de ces deux isotopes au bruit de fond cosmogénique total.

3.4.2 Neutrons rapides et désintégrations de muons

Deux bruits de fond distincts composent ce que l'on regroupe communément sous la dénomination de *neutrons rapides* : les neutrons rapides à proprement parler et la désintégration des muons (cf. section 1.1.2). Ces bruits de fond sont généralement considérés ensemble car ils peuvent être étudiés par la sélection des candidats neutrinos en coïncidence avec le passage d'un muon dans les *veto* interne ou externe. Ces deux contributions se distinguent par l'intervalle de temps séparant les événements prompt et retardé (cf. FIG. 3.26) et par leur répartition spatiale dans le détecteur. Les contaminations en neutrons rapides et désintégrations de muons sont estimées séparément à partir d'échantillons d'événements sélectionnés de sorte que leur pureté soit maximale.

Évaluation de la contribution des neutrons rapides

L'évaluation du taux d'événements de neutrons rapides repose sur une identification par un déclenchement du *veto* interne. En effet, un neutron rapide entrant dans le détecteur interne a une forte probabilité d'avoir interagi dans le volume *veto*. Deux types d'événements composent le bruit de fond dans cette étude, c'est-à-dire les coïncidences entre un candidat d'interaction β inverse dans la cible et un dépôt d'énergie dans le *veto* interne non lié à un neutron rapide :

- un candidat neutrino concomitant d'un dépôt d'énergie indépendant constitué par un neutron ou un γ de la radioactivité naturelle,

- un rayonnement γ déposant de l'énergie par diffusion Compton dans le *veto* interne puis pénétrant dans le détecteur interne où il donne lieu à un événement de bruit de fond accidentel.

Afin de réduire la contamination de ces coïncidences non-désirées, trois conditions additionnelles sont introduites. Tout d'abord, au moins deux photo-multiplicateurs du *veto* interne doivent avoir détecté une charge. Ensuite, les événements prompt et retardé de la paire sélectionnée ne peuvent être séparés de plus de 150 cm, ce qui réduit fortement le bruit de fond des coïncidences accidentelles dans la cible. Enfin, l'écart séparant les temps de début des impulsions dans le détecteur et le *veto* internes doit être compris dans l'intervalle $[-2; 95]$ ns de manière à limiter la contamination des coïncidences du *veto* interne indépendantes du candidat d'interaction β inverse considéré dans la cible.

Le spectre d'énergie des événements sélectionnés est ajusté par une fonction linéaire afin d'extraire la valeur centrale et l'erreur du taux de contamination. Cette méthode permet d'estimer le bruit de fond lié aux neutrons rapides à $0,33 \pm 0,16$ événement par jour dans la fenêtre de recherche des candidats $\bar{\nu}_e$ entre 0,7 et 12,2 MeV.

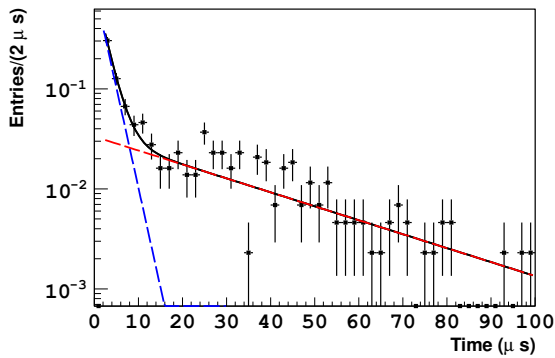


FIGURE 3.26 – Intervalle de temps séparant événements prompt et retardé pour les candidats $\bar{\nu}_e$ dont l'énergie prompt est comprise entre 12,2 et 30 MeV [183]. Deux contributions se dégagent : la désintégration des muons (bleu) et les neutrons rapides (rouge).

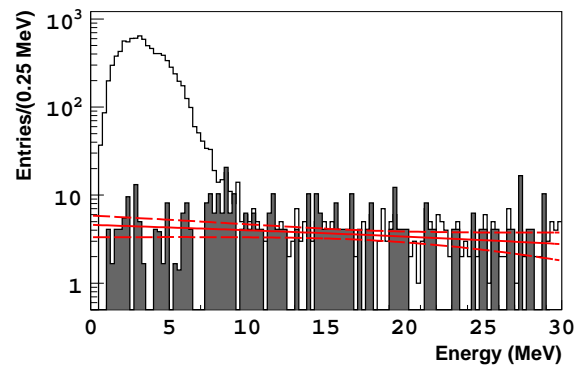


FIGURE 3.27 – Spectre d'énergie du bruit de fond corrélé, hors ^9Li (gris) [115]. Son ajustement est représenté en rouge (traits pleins) avec ses incertitudes (pointillés). Le spectre des candidats $\bar{\nu}_e$, avec une sélection étendue jusqu'à 30 MeV, est donné en blanc.

Évaluation de la contribution des désintégrations de muons

L'électron émis par la désintégration d'un muon constitue l'événement retardé des coïncidences composant ce bruit de fond. Seuls les électrons dont l'énergie est comprise entre 6 et 12 MeV sont susceptibles de donner lieu à une détection de paire corrélée. Le spectre d'énergie de ces électrons étant bien connu, il peut être étudié en dehors de cette fenêtre, puis extrapolé dans la fenêtre $[6; 12]$ MeV. La forme du spectre prompt, constitué du dépôt d'énergie du muon, est en outre indépendante de l'énergie de l'électron. Afin d'éliminer à la fois la contribution des neutrons et des neutrons rapides, la désintégration des muons est étudiée avec une recherche d'événement retardé entre 20 et 60 MeV. À ces énergies, les coupures de bruit lumineux utilisées pour les éliminer des candidats neutrons ne sont plus suffisamment efficaces. Néanmoins ces candidats, qui ne montrent aucune corrélation entre événements prompt et retardé, peuvent être soustraits grâce à une recherche de coïncidence temporelle décalée — comme le bruit de fond accidentel pour les paires $\bar{\nu}_e$ (cf. section 3.3). Le spectre en énergie de l'événement prompt est ajusté entre 0,7 et 30 MeV par une fonction linéaire, conduisant à l'estimation suivante du taux de contamination des candidats $\bar{\nu}_e$: $0,60 \pm 0,22$ événement par jour.

Contribution totale

La somme des contributions de ces deux types de bruit de fond s'élève donc à $0,93 \pm 0,26$ événement par jour. Le rejet des événements en coïncidence avec un déclenchement du *veto* externe affecte peu le taux de neutrons rapides tandis qu'il réduit d'un facteur deux environ la contribution des désintégrations de muons, aboutissant à un total de $0,67 \pm 0,20$ événement par jour¹. L'application du *veto* de 500 ms après les muons de hautes énergies, lié au rejet du bruit de fond cosmogénique, a un impact négligeable : $0,69 \pm 0,18$ événement attendu par jour. Le spectre des événements sélectionnés de neutrons rapides ou de désintégrations de muons est représenté en figure 3.27².

Étude d'une réduction potentielle du taux de neutrons rapides grâce à la discrimination en forme des signaux

Le signal de la lumière émise par scintillation diffère suivant la particule incidente. Deux effets se conjuguent. L'augmentation de la densité d'ionisation entraîne une plus forte dissipation de l'énergie sous forme de chaleur plutôt que par la production de lumière, phénomène connu sous le nom de « *quenching* » (cf. section 2.3.2). D'autre part, une densité d'ionisation supérieure conduit à l'excitation de niveaux d'énergie des molécules à temps de décroissance plus long, modifiant ainsi la réponse temporelle du liquide scintillant (cf. FIG. 3.28). C'est sur ce second phénomène que se fonde la discrimination en forme des signaux³ pour identifier les particules à l'origine du dépôt d'énergie.

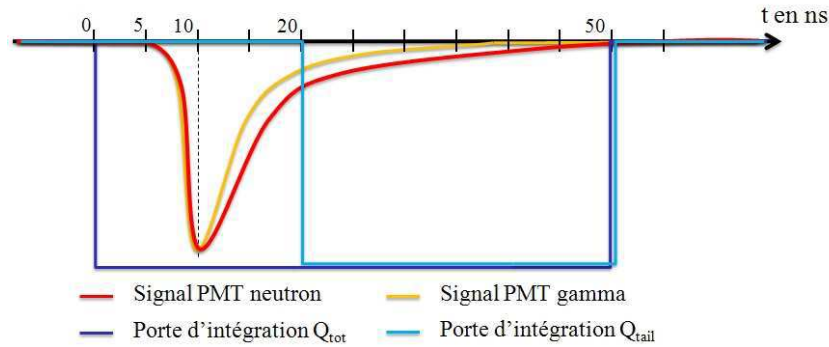


FIGURE 3.28 – Schéma de principe de la discrimination en forme des signaux [185].

Dans Double Chooz, tous les événements composant le signal ou le bruit de fond se constituent de dépôts d'énergie d'un électron⁴, que ce soit consécutif à son interaction avec un rayonnement γ ou non. Tous, à l'exception du signal prompt de recul d'un proton engendré par sa collision avec un neutron rapide. Même si les liquides scintillants de Double Chooz ne sont *a priori* pas optimisés pour la discrimination en forme des signaux, distinguer un événement de recul de proton d'un événement occasionné par un électron demeure en théorie possible, permettant potentiellement de réduire la contamination du bruit de fond des neutrons rapides.

Nous avons par conséquent étudié le potentiel d'une discrimination en forme des signaux se fondant sur l'information en charge. Pour ce faire, nous avons défini la variable Q_{tail} correspon-

1. Cette estimation repose sur l'ensemble des données, dont une partie a été acquise lorsque le *veto* externe n'était pas en fonctionnement. La réduction est supérieure pour les données avec le *veto* externe : $0,44 \pm 0,20$.

2. Pour de plus amples développements sur ces études de bruits de fond, nous renvoyons à la thèse de doctorat de M. Alberto REMOTO [184].

3. Ou aussi PSD pour l'anglais *pulse shape discrimination*.

4. Le positon et l'électron génèrent un signal identique, l'annihilation du positon étant confondue avec le pic du dépôt de l'énergie cinétique.

dant à la charge dans la queue du signal¹. Le rapport de cette charge et de la charge totale de l'impulsion permet de caractériser la réponse du liquide scintillant. Le calcul de ces quantités s'effectue sur l'impulsion totale, sommée sur l'ensemble des photo-multiplicateurs touchés lors d'un événement. Une telle somme doit prendre en compte le gain de chaque voie, la soustraction de la ligne de base, ainsi que le temps de parcours de la lumière de la position d'interaction au photo-multiplicateur. Nous avons donc implémenté ce calcul dans le code de reconstruction des données².

Afin de sélectionner un échantillon d'événements de neutrons rapides, nous avons considéré les candidats neutrinos en coïncidence temporelle avec un déclenchement du *veto* externe. Il s'agit en effet pour l'essentiel de désintégrations de muons ou de neutrons rapides (cf. FIG. 3.29).

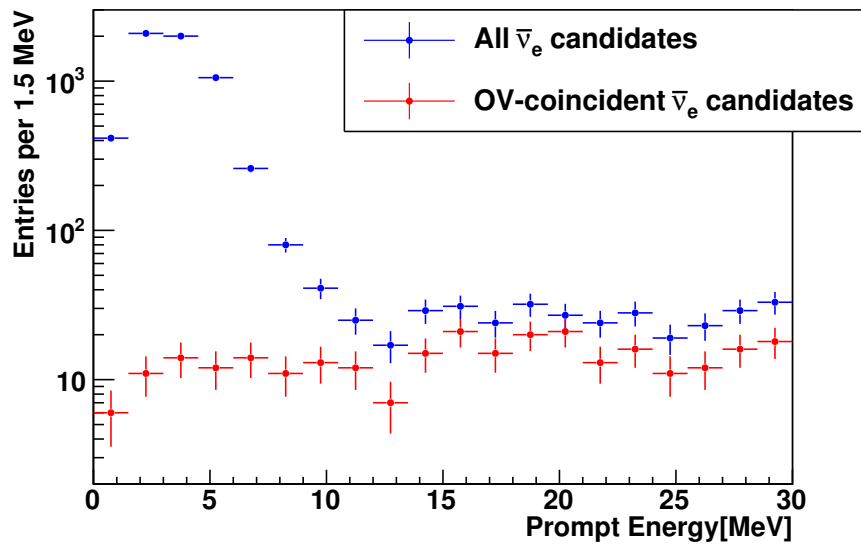


FIGURE 3.29 – **Candidats neutrinos pour une fenêtre d'énergie prompt élargie [186].** On remarquera que le spectre des candidats en coïncidence avec un déclenchement du *veto* externe (en rouge) est sensiblement plat. Ces événements représentent l'essentiel des candidats au-delà de 12 MeV.

La distribution du rapport de la charge dans la queue du signal sur la charge totale, noté Q_{tail}/Q_{tot} , est représentée en figure 3.30 pour les candidats neutrinos en coïncidence avec un déclenchement du *veto* externe et pour les autres. En dépit d'une statistique limitée — une centaine d'événements —, la valeur centrale de la distribution du rapport Q_{tail}/Q_{tot} semble bien plus élevée pour les candidats concomitants d'un déclenchement du *veto* externe que pour les autres candidats. Néanmoins, la largeur importante de la distribution de ce rapport pour les candidats $\bar{\nu}_e$ montre que seule une fraction minime du bruit de fond des neutrons rapides peut être rejeté sans éliminer une part substantielle du signal.

Afin de valider cette observation, nous nous sommes intéressé aux dépôts d'énergie de particules α de la radioactivité naturelle, pour lesquelles la statistique ne constitue pas un facteur limitant. Deux chaînes sont particulièrement intéressantes, car elles peuvent être identifiées par la coïncidence de deux signaux successifs bien caractérisés :

1. Que nous avons définie à partir de 50 ns après le maximum de l'impulsion.
2. Cette impulsion totale est également utilisée pour calculer le temps de montée (cf. section 3.2.1).

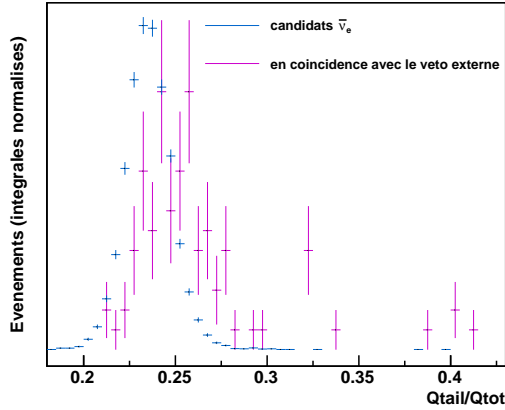


FIGURE 3.30 – **Distribution du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$** pour les candidats $\bar{\nu}_e$ en coïncidence avec un déclenchement du *veto* externe (en magenta) et les autres (en bleu).

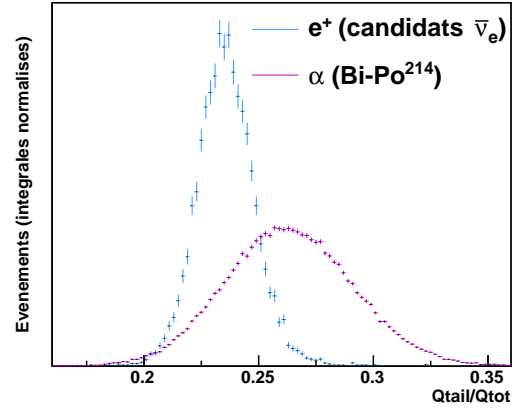
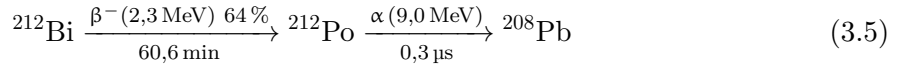
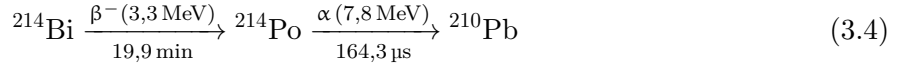


FIGURE 3.31 – **Distribution du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$** pour les événements prompts des candidats $\bar{\nu}_e$ (en bleu) et les α des candidats ^{214}Po (en magenta).



Ces deux chaînes de décroissance ont fait l'objet d'études approfondies dans la collaboration Double Chooz [156]. Afin de constituer des échantillons de tels événements, nous avons utilisé les coupures de sélection définies par M. Martin HOFMANN [187]¹. La distribution du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ obtenue pour les événements retardés des paires Bi-Po, correspondant aux α , présente une large dispersion autour d'une valeur centrale sensiblement plus élevée que pour les candidats $\bar{\nu}_e$ (cf. FIG. 3.31 pour le ^{214}Po , des résultats similaires sont obtenus pour le ^{212}Po). Cependant, les largeurs observées ne permettent pas de rejeter des événements de bruit de fond de manière satisfaisante à partir de l'information en charge résultant de la forme des signaux.

Il s'avère que la source principale de cette largeur réside dans un effet de statistique de la charge collectée. Nous avons étudié pour cela la variation de la largeur en fonction de l'énergie des sources introduites ou des raies de radioactivité naturelle considérées. L'écart-type, rapporté à la moyenne, de ces distributions suit bien une loi inversement proportionnelle à la racine carrée de l'énergie (cf. FIG. 3.32).

La largeur des distribution du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ étant dominée par la statistique de collecte de lumière, nous nous heurtons là à une limite intrinsèque du détecteur. Une coupure se fondant sur la variable $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour éliminer une partie du bruit de fond des neutrons rapides peut donc difficilement être mise en œuvre.

Nous avons cependant considéré d'autres sources possibles de ces distributions, afin de s'assurer qu'aucun gain significatif n'était réellement envisageable.

Nous avons tout d'abord vérifié que les événements retardés des coïncidences Bi-Po se composaient pour l'essentiel d'interactions de particules α . L'intervalle de temps séparant événements prompt et retardé doit suivre une loi exponentielle dont la période radioactive des isotopes du polonium donne la constante de temps (cf. FIG. 3.33 pour le ^{214}Po , des résultats similaires sont obtenus pour le ^{212}Po). Les échantillons sélectionnés montrent des constantes de décroissance proches des valeurs théoriques : $163,7 \pm 0,9 \mu\text{s}$ pour le ^{214}Po et $307 \pm 3 \text{ ns}$ pour le ^{212}Po

1. À une exception près : nous n'avons pas considéré les événements de moins de 0,5 MeV d'énergie reconstruite.

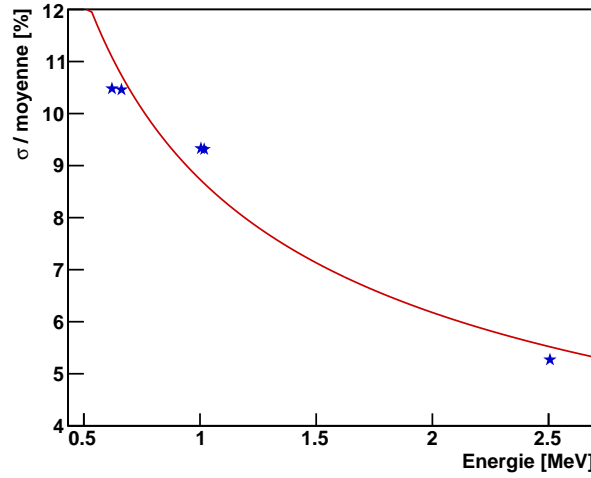


FIGURE 3.32 – Largeurs des distribution de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ rapportées aux valeurs moyennes pour les trois sources radioactives et les α des deux isotopes du polonium. L'ajustement de ces valeurs par une fonction en $1/\sqrt{E}$, représenté en rouge, décrit bien leur évolution.

quand les valeurs attendues s'élèvent respectivement à $164,3 \pm 2,0 \mu\text{s}$ et $299 \pm 2 \text{ ns}$ [124]. Les composantes constantes des distributions des intervalles de temps des coïncidences permettent d'évaluer la quantité de sélections accidentelles à environ 11 % dans les deux cas.

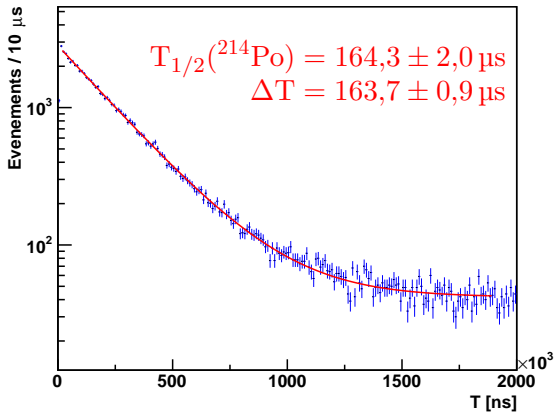


FIGURE 3.33 – Intervalle de temps séparant les événements prompt et retardé des candidats Bi-Po²¹⁴. On notera la faible contamination des bruits de fond.

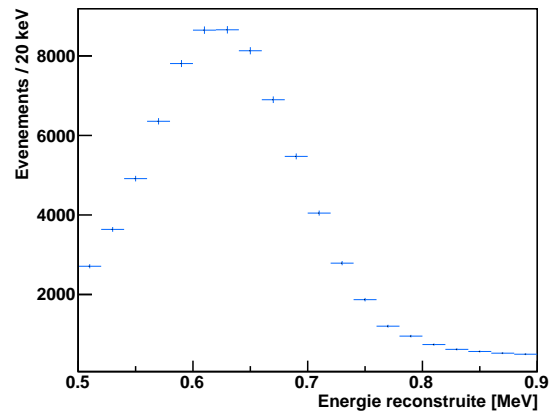


FIGURE 3.34 – Énergie des événements retardés des candidats Bi-Po²¹⁴ correspondant à des α de 7,8 MeV. Seuls les événements reconstruits dans le *gamma-catcher* sont représentés.

D'autre part, l'énergie reconstruite de l'événement retardé présente bien un pic à la valeur attendue, correspondant à l'énergie déposée par la particule α , affectée du facteur de *quenching* (cf. FIG. 3.34). L'estimation de ce facteur pour les α émis par le ²¹⁴Po dans le *gamma-catcher* conduit à la valeur de $12,568 \pm 0,013$, en bon accord à la fois avec les estimations réalisées dans la collaboration à partir du bruit de fond naturel [187] et avec les mesures en laboratoires [154].

L'impureté des échantillons n'est donc pas la cause des largeurs importantes des distributions de $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$.

D'autres sources potentielles de ces dispersions ont été étudiées à partir des données acquises lors de l'introduction de sources radioactives dans le détecteur. En particulier, la redéfinition

des portes d'intégration des grandeurs Q_{tail} et Q_{tot} a été considérée ; aucun gain n'a pu être observé sur la largeur de la distribution des rapports $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. D'autre part, nous avons étudié l'impact de la reconstruction de la position d'interaction. Pour ce faire, la position reconstruite pour chaque événement a été remplacée par la position réelle d'introduction de la source dans le calcul du temps de vol de la lumière lors de la somme des différentes impulsions reçues par les photo-multiplicateurs, sans que cela n'entraîne d'effet significatif sur la dispersion des rapports $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. De même, la valeur centrale et la largeur de cette distribution ne dépendent pas de la position de la source le long de l'axe central dans le volume cible.

Ces études montrent qu'il n'y a pas de gain à attendre d'une discrimination en forme des signaux fondée sur l'information en charge : celle-ci se trouve limitée par le nombre de photo-électrons collectés.

D'autres études de discrimination en forme des signaux ont été menées dans la collaboration Double Chooz à partir de la distribution des temps d'arrivée du signal sur les différents photo-multiplicateurs, corrigés des temps de vol de la lumière depuis le point d'interaction [188]. Elles ont montré une anomalie dans la forme de la distribution des temps d'arrivée des signaux correspondant aux désintégrations de muons. Il s'avère que cette anomalie provient d'une mauvaise reconstruction de la position de ces événements dont le dépôt d'énergie prompt a lieu principalement dans la cheminée, et non dans le volume cible proprement dit. Ceci a conduit à introduire une nouvelle coupure, qui sera intégrée dans les prochaines analyses de la collaboration, sur la qualité de l'ajustement de la reconstruction de la position d'interaction par l'algorithme *Reco-BAMA* (cf. section 2.1.3).

3.5 Mesure du bruit de fond lors des périodes d'arrêt des réacteurs

La prise de données de l'expérience CHOOZ avait débuté avant la mise en service et la première divergence des cœurs. Une caractérisation précise des bruits de fond avait pu être menée grâce à ces données représentant environ 40 % de l'acquisition totale [40]. Ceci n'est pas envisageable dans notre cas, mais des périodes brèves d'arrêts simultanés des réacteurs peuvent intervenir, fournissant des informations précieuses pour notre analyse.

Les réacteurs à eau pressurisée connaissent des périodes d'arrêt de rechargement du combustible, qui interviennent en moyenne tous les quinze mois. L'opérateur effectue différents travaux de maintenance et de contrôle durant les arrêts qui durent par conséquent plusieurs semaines. Pour des impératifs de maintenance ou de sûreté, il peut arriver que certains essais ne puissent attendre le prochain arrêt pour rechargement. Ainsi, un arrêt bref, quelques jours au plus, est susceptible d'intervenir exceptionnellement.

Un arrêt simultané des deux réacteurs du site de Chooz présente pour notre expérience un grand intérêt : la mesure des bruits de fond, mesure qui permet de valider les estimations précédemment exposées. Depuis le début de la prise de données, huit jours d'arrêts simultanés sont intervenus, répartis en deux périodes : l'une d'une journée, l'autre d'une semaine environ. L'analyse de ces données a conduit à une publication confirmant la validité des estimations du niveau des bruits de fond [189]. Nous avons personnellement participé à cette étude par la prédiction du taux de $\bar{\nu}_e$ résiduels produits après l'arrêt des réacteurs.

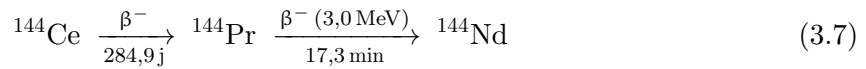
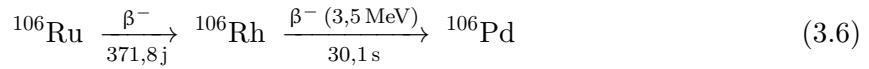
3.5.1 Prédiction du taux de $\bar{\nu}_e$ résiduels pendant l'arrêt des réacteurs

On considère qu'un réacteur nucléaire est à l'arrêt lorsque la réaction en chaîne n'est plus entretenue. L'opérateur insère donc des absorbants neutroniques dans le cœur — bore, cadmium,

indium ou gadolinium — pour stopper les fissions. Mais la puissance du réacteur ne retombe pas instantanément à zéro, il délivre toujours une puissance, dite *résiduelle*, due à la désintégration des produits de fission par décroissances β^- , produisant également des $\bar{\nu}_e$. Immédiatement après l'arrêt de la réaction en chaîne, cette puissance résiduelle s'élève à 6 % environ de la puissance initiale [190]. Elle décroît ensuite de manière exponentielle¹.

Le calcul du nombre de $\bar{\nu}_e$ attendus dans notre détecteur se fonde sur le taux de fission (cf. section 5.1) et ignore donc les neutrinos produits à puissance nulle. Une estimation du nombre d'interactions attendues pendant les périodes d'arrêt doit par conséquent être réalisée indépendamment.

La plupart des produits de fission ont des temps de vie courts, de l'ordre de quelques minutes ou quelques heures au plus. En outre, ne peuvent contribuer aux réactions dans le détecteur que les $\bar{\nu}_e$ au-dessus du seuil de 1,8 MeV de la réaction β inverse. Très peu d'isotopes remplissent ces deux critères, les transitions les plus énergétiques correspondant de manière générale aux temps de vie les plus courts. Deux exceptions se dégagent : la chaîne du ruthénium et celle du cérium. Toutes deux présentent la particularité de comporter un isotope à vie longue dont la décroissance β^- , de faible énergie de transition, donne naissance à un isotope à vie courte avec une énergie disponible élevée.



Les énergies disponibles lors des décroissances β^- du ruthénium 106 et du cérium 144 sont respectivement de 39 keV et de 319 keV, bien en dessous donc du seuil de détection des $\bar{\nu}_e$. Ces deux isotopes constituent des produits de fission, ils sont également produits par les décroissances d'autres produits de fission : ^{106}Mo et ^{106}Tc pour le ^{106}Ru , ^{144}Ba et ^{144}La pour le ^{144}Ce . Tous ces isotopes ayant des périodes radioactives de l'ordre de la dizaine de secondes, ils sont en équilibre pendant le fonctionnement du réacteur, contrairement au ^{106}Ru et au ^{144}Ce qui ne cessent de s'accumuler. En effet, leur période est de l'ordre de la durée de fonctionnement d'un cycle de réacteur. Ces deux chaînes de décroissance aboutissent sur un noyau stable, le praséodyme 106, et un noyau à période très longue², le néodyme 144, de radioactivité α .

Afin d'estimer le taux de $\bar{\nu}_e$ résiduels pendant les périodes d'arrêt, nous avons utilisé deux outils : le code FISPACT [191], permettant d'évaluer l'inventaire isotopique du cœur, et le programme BESTIOLE [41]. FISPACT résout les équations de Bateman³ pour des pas en temps donnés avec un flux de neutrons thermiques constant. Le programme BESTIOLE, fruit du travail de thèse de M. Thomas MUELLER, convertit l'activité β de chaque isotope en spectre $\bar{\nu}_e$ correspondant, en utilisant la théorie de Fermi et les bases de données nucléaires [70].

Simulations réalisées

S'agissant d'isotopes à vie longue, par rapport à la durée d'un cycle de fonctionnement d'un réacteur, il convient de simuler le cœur pendant les quelques cycles précédant l'arrêt. Les réacteur REP-N4 sont en effet actuellement rechargés par tiers de cœur, un assemblage y demeurant donc pendant trois cycles [193]. L'exploitant, EDF, met à notre disposition les informations

1. Il s'agit en réalité d'une somme d'exponentielles correspondant à la décroissance de chaque produit de fission. On peut inclure également la puissance générée par les actinides, émetteurs α , mais celle-ci n'intéresse pas notre étude, ne constituant pas une source de $\bar{\nu}_e$.

2. $T_{1/2} = 2,3 \cdot 10^{15}$ années [124].

3. Système d'équations linéaires qui régissent l'évolution de la concentration de chaque isotope dans le cœur. On pourra consulter [192] pour une introduction simple à ces systèmes d'équations.

utiles à la simulation des cycles pour les deux réacteurs : durées de fonctionnement et d'arrêt, évolution de la puissance en fonction du temps. Ainsi, pour une période d'arrêt donnée d'un réacteur, trois cycles doivent être simulés :

- un tiers est simulé pendant les deux cycles précédant le cycle considéré,
- un autre seulement pendant le cycle précédent,
- et enfin l'évolution du dernier cycle est calculée avec un tiers de combustible neuf, un tiers du cycle précédent et un tiers ayant passé deux cycles dans le réacteur.

Les cycles sont simulés en utilisant les longueurs de campagne réelles, et non une durée équivalente à pleine puissance. La puissance moyenne sur le cycle est utilisée pour extraire le nombre de fissions. Les pas de résolution des équations de Bateman dans le code FISPACT sont fixés à une semaine.

Lors de l'arrêt considéré, la baisse de puissance est simulée de manière fine avec des pas en temps d'une minute. Pendant l'arrêt, des pas fins sont également utilisés pour estimer au mieux la décroissance des produits de fission.

Pendant une période d'acquisition de données, l'activité de chaque isotope est calculée et le spectre des électrons associé est converti en spectre d'énergie des neutrinos. Une fois toutes les contributions sommées, le spectre est multiplié par la section efficace de la réaction β inverse. La simulation réalisée correspondant à un assemblage et non au cœur entier, il faut maintenant normaliser le spectre prédit pour obtenir le nombre d'interactions attendues dans le détecteur. Pour ce faire, nous calculons le spectre des $\bar{\nu}_e$ prédits par l'inventaire du cœur issu de FISPACT juste avant l'arrêt, pour lequel la normalisation est connue grâce aux simulations réalisées avec MURE [194] pour l'évaluation du nombre de $\bar{\nu}_e$ produits à pleine puissance (cf. section 5.1). La comparaison relative avec l'estimation de FISPACT pendant la période d'arrêt donne la normalisation du spectre des $\bar{\nu}_e$ attendus dans le détecteur.

Quatre simulations de ce type ont été menées : une pour chaque réacteur et chacune des deux périodes d'arrêt. Un exemple est illustré par la figure 3.35 ; cette courbe représente le spectre des $\bar{\nu}_e$ issus du réacteur B1 interagissant dans le détecteur pendant l'ensemble de la seconde période d'arrêt. Deux facteurs ne sont pas pris en compte : le fait que la prise de données ne s'effectue pas en continu et les inefficacités de détection dues aux *veto* et aux coupures de sélection.

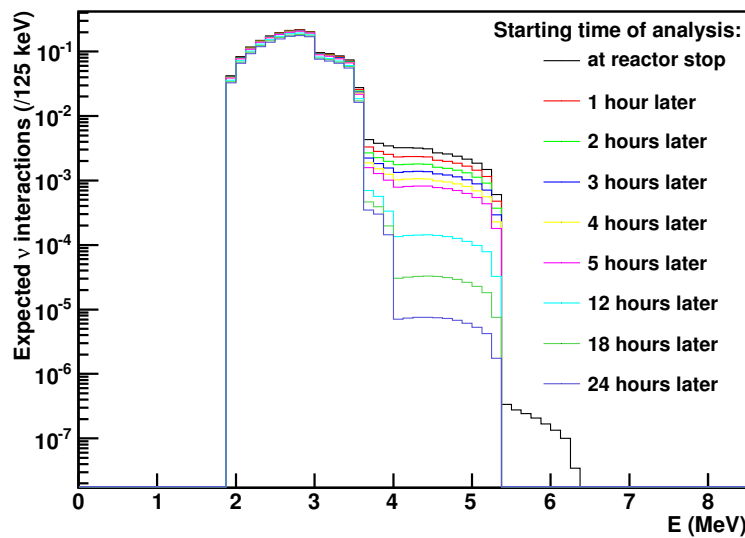


FIGURE 3.35 – Spectre des $\bar{\nu}_e$ attendus dans le détecteur pendant l'ensemble de la seconde période d'arrêt. Les différentes courbes correspondent à différents temps d'attente entre l'arrêt du réacteur et le début de l'analyse. Seul le spectre du réacteur B1 est représenté.

On peut remarquer le faible nombre de branches β contribuant à ce spectre et le fait qu'elles se concentrent à basse énergie. On distingue notamment la branche du ^{144}Pr à 3 MeV et la branche dominante du ^{106}Rh à 3,5 MeV. Une troisième branche ressort : celle de l'yttrium 92 à 3,6 MeV, avec une période de 3,5 heures il ne contribue que pendant la première journée après l'arrêt (cf. TAB. 3.3). Les autres branches, à plus hautes énergies, se trouvent deux ordres de grandeur en dessous des deux branches dominantes, et décroissent rapidement dans les premières heures. On peut identifier le rubidium 88 ($Q_\beta = 5,3$ MeV et $T_{1/2} = 17,8$ min), le lanthane 142 ($Q_\beta = 4,5$ MeV et $T_{1/2} = 91,1$ min), l'argent 112 ($Q_\beta = 4,0$ MeV et $T_{1/2} = 3,1$ h), le krypton 87 ($Q_\beta = 3,9$ MeV et $T_{1/2} = 76,3$ min) et le lanthane 140 ($Q_\beta = 3,8$ MeV et $T_{1/2} = 1,7$ jour).

Isotope	Énergie disponible (Q_β)	Période radioactive
^{92}Y	3,6 MeV	3,5 h
^{106}Rh	3,5 MeV	30,1 s
^{144}Pr	3,0 MeV	7,2 min

TABLE 3.3 – **Isotopes contribuant majoritairement aux $\bar{\nu}_e$ résiduels.**

Afin d'éviter au maximum la contribution, même faible, des branches à hautes énergies et faibles périodes radioactives, les deux heures suivant l'arrêt du réacteur ne sont pas incluses dans l'analyse des données. Pour une perte de données minime, quatre heures sur 8,75 jours, le nombre d'interactions de $\bar{\nu}_e$ attendues diminue de 5 % environ. En outre, la probabilité d'une interaction au-delà de 4 MeV s'en trouve considérablement réduite, d'un facteur deux environ.

L'analyse comprend par conséquent les données acquises dans une période allant de deux heures après l'arrêt du réacteur au moment où celui-ci a redémarré. Le temps d'acquisition pour chaque période est de 0,93 jour et de 6,60 jours respectivement, soit une durée totale de 7,53 jours. Le tableau 3.4 donne le bilan des interactions $\bar{\nu}_e$ attendues dans le volume cible du détecteur pour chaque période et chaque réacteur. Il s'agit bien d'un nombre total d'interactions et non d'un taux de détection.

Réacteur	Nombre d'interactions attendues	
	période 1 (0,93 jour)	période 2 (6,60 jours)
B1	0,10	0,93
B2	0,24	0,74

TABLE 3.4 – **Nombre total d'interactions attendues dans la cible du détecteur pendant les périodes d'arrêts simultanés des deux réacteurs.**

Sur l'ensemble de la période d'analyse des données d'arrêts simultanés des réacteurs, 2,01 interactions sont attendues dans la cible du détecteur, soit un taux de 0,27 $\bar{\nu}_e$ par jour. À ce nombre doivent encore s'appliquer les corrections de temps mort dû aux *veto* et les inefficacités de détection qui dépendent des coupures de sélection.

Estimation de l'incertitude associée à la prédiction

Le code FISPACT a été étudié et caractérisé. Couplé au programme BESTIOLE, il permet de reproduire de manière satisfaisante la puissance résiduelle des assemblages (cf. FIG. 3.36), aussi bien immédiatement après l'arrêt, où les isotopes en équilibre dominent, qu'après une journée, où les isotopes à vie longue sont prépondérants ; l'écart, de l'ordre de 10 % au maximum, reste toujours couvert par les incertitudes de mesure.

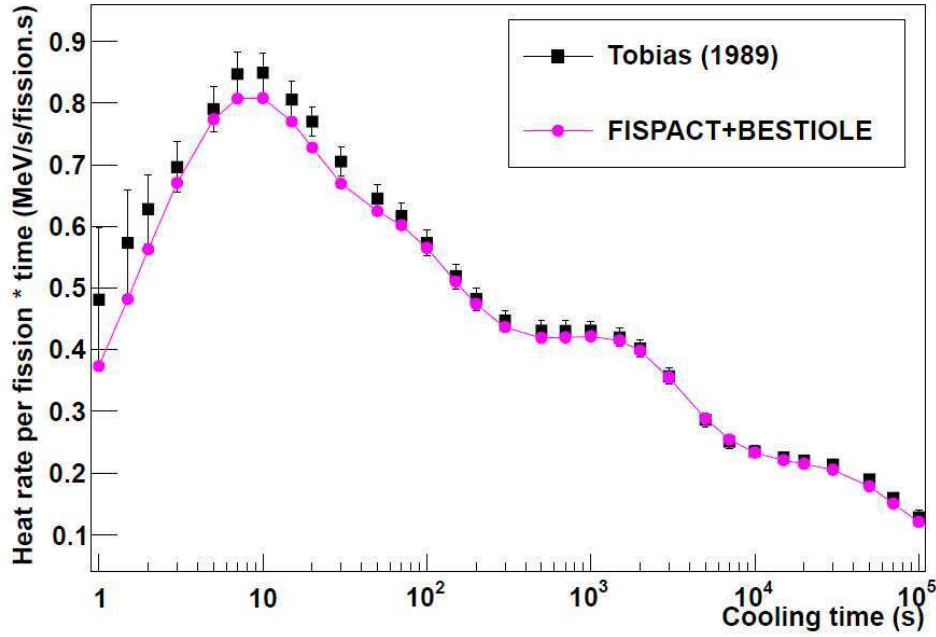


FIGURE 3.36 – Comparaison des puissances résiduelles mesurée et évaluée par FISPACT pour un combustible d' ^{235}U [195]. La référence provient d'une compilation de différentes mesures expérimentales [196].

Si ces considérations confirment la validité de notre approche, elles ne peuvent fournir une justification à une estimation de l'erreur. Tout d'abord, cette comparaison se borne aux premières heures consécutives à l'arrêt, alors que nous nous intéressons à une période d'une semaine. Part ailleurs, certains des isotopes contribuant le plus à la puissance résiduelle représentée sur ces courbes ont des énergies inférieures au seuil de la réaction β inverse, comme le ^{95}Nb et le ^{95}Zr , représentant plus de 80 % de la puissance totale après 10^7 secondes [197], qui ont des énergies disponibles de l'ordre du MeV.

Il apparaît que la bonne simulation de l'historique du combustible et de son irradiation constitue la source principale d'incertitude de notre estimation des $\bar{\nu}_e$ résiduels. Les isotopes à vie courte, en équilibre dans le cœur en fonctionnement, ne sont pas sensibles à l'historique du combustible ; ils sont bien reproduits (cf. FIG. 3.36) mais contribuent très peu aux interactions de $\bar{\nu}_e$ pendant les arrêts des réacteurs. Les isotopes à vie longue, sensibles à l'historique, et en particulier les deux chaînes du ^{106}Ru et du ^{144}Ce (cf. ÉQ. 3.6 & 3.7) constituent donc bien les sources principales d'incertitude. Ils représentent en outre la majeure contribution au spectre des $\bar{\nu}_e$. Une journée après l'arrêt d'un réacteur, ces deux isotopes génèrent 71 % du flux de $\bar{\nu}_e$ au-dessus du seuil de la réaction β inverse ; après une semaine environ 94 %¹. Deux facteurs d'incertitude jouent : l'équilibre n'étant pas atteint dans le cœur, la concentration de ces deux isotopes dépend des durées d'irradiation aussi bien que des durées des arrêts entre cycles, d'autre part, leur taux de production dans le cœur dépend du rapport des fissions entre uranium 235 et plutonium 239. En effet, les rendements de fissions varient selon l'isotope fissionnant.

Notre stratégie pour estimer l'incertitude de la prédiction des interactions dues aux $\bar{\nu}_e$ résiduels pendant les périodes d'arrêts simultanés des réacteurs se fonde donc sur la comparaison entre des simulations décrivant de manière fine l'historique du combustible, qui ont été présentées précédemment, et d'autres pour lesquelles les grandeurs caractérisant l'historique — durées

1. Ces valeurs correspondent à la simulation du réacteur B2 pour la seconde période d'arrêts simultanés. Des valeurs similaires sont observées dans les autres simulations.

des cycles et des arrêts, compositions initiales des cœurs — ont été modifiées. Nous avons considéré des périodes de fonctionnement et d'arrêt égales aux valeurs moyennes typiques de ce type de réacteur et non aux durées réelles observées aux réacteurs de Chooz ; ceci a pour conséquence de modifier l'inventaire isotopique des cœurs pour les cycles suivants. Les variations induites sur le taux de $\bar{\nu}_e$ produits pendant les périodes d'arrêts s'élèvent de 30 % à 40 % selon les simulations. Nous avons donc retenu une incertitude de 40 %, conduisant à une estimation de $2,01 \pm 0,80$ interactions dans la cible du détecteur pendant les deux périodes d'arrêts.

Validation de l'enveloppe d'incertitude

Comme le flux d'antineutrinos produits pendant les phases d'arrêts des réacteurs dépend très majoritairement de deux isotopes seulement, et que d'autre part ce sont d'eux que proviennent les sources d'incertitudes dominantes, la validation de l'enveloppe d'erreur peut être étudiée en comparant les concentrations de ces isotopes données par les simulations et par un calcul simple. Une équation différentielle triviale régit en effet la concentration en ^{106}Ru :

$$\frac{dN_{\text{Ru}}}{dt} = \tau_f \cdot \Gamma_{\text{Ru}} - N_{\text{Ru}} \cdot \lambda_{\text{Ru}} \quad (3.8)$$

où N_{Ru} représente le nombre d'atomes de ^{106}Ru , τ_f le taux de fissions (nombre de fissions par seconde), Γ_{Ru} le rendement de fission du ^{106}Ru et λ_{Ru} la constante de décroissance du ^{106}Ru ¹. Une équation similaire régit la concentration en ^{144}Ce . Il s'agit ici d'un rendement de fission cumulé, prenant en compte la formation des produits de fission aboutissant par décroissances β^- au ^{106}Ru . La simplicité de cette équation provient du fait que les périodes radioactives des isotopes produisant le ruthénium 106 sont très faibles — quelques dizaines de secondes — devant la période de ce dernier — 372 jours.

En réalité, il faut tenir compte de deux isotopes fissionnants, ^{235}U et ^{239}Pu . L'équation 3.8 devient, en y incluant également l'évolution du ^{144}Ce :

$$\frac{dN_{\text{Ru}}}{dt} = \tau_f^U \cdot \Gamma_{\text{Ru}}^U + \tau_f^{Pu} \cdot \Gamma_{\text{Ru}}^{Pu} - N_{\text{Ru}} \cdot \lambda_{\text{Ru}} \quad (3.9)$$

$$\frac{dN_{\text{Ce}}}{dt} = \tau_f^U \cdot \Gamma_{\text{Ce}}^U + \tau_f^{Pu} \cdot \Gamma_{\text{Ce}}^{Pu} - N_{\text{Ce}} \cdot \lambda_{\text{Ce}} \quad (3.10)$$

où τ_f^U et τ_f^{Pu} désignent les taux de fissions respectivement de l'uranium 235 et du plutonium 239.

La résolution de ces deux équations, en respectant la durée des périodes de fonctionnement et d'arrêt des réacteurs, ainsi que les taux de fissions moyens utilisés dans la simulation FISPACT, conduisent à une estimation de la quantité de ^{106}Ru et de ^{144}Ce présents dans le cœur au moment de l'arrêt. La répartition des fissions entre ^{235}U et ^{239}Pu est donnée par la simulation MURE (cf. chapitre 1, FIG. 1.4). Les résultats confirment les concentrations en ^{144}Ce calculées par FISPACT avec des écarts de l'ordre du pourcent. En revanche, des écarts de 35 à 40 % sont observés sur les concentrations en ^{106}Ru . Cette différence des résultats pour les deux noyaux s'explique par le fait que les rendements de fission du cérium 144 pour l'uranium 235 et le plutonium 239 sont proches² tandis que ceux du ruthénium 106 diffèrent d'un ordre de grandeur³. Notre simulation FISPACT, qui consiste en une évolution du combustible, considéré comme homogène, sous flux de neutrons constant donné à chaque pas, ne reproduit donc pas correctement l'irradiation du combustible et en particulier le rapport des fissions entre ^{235}U et ^{239}Pu .

Cette vérification valide l'enveloppe d'erreur : la concentration en ^{106}Ru varie dans l'incertitude assignée alors que celle en ^{144}Ce ne varie que de quelques pourcents. On notera que ce

1. $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$

2. Rendements de fission thermique cumulés de $5,50 \cdot 10^{-2}$ et $3,74 \cdot 10^{-2}$ respectivement (données ENDFB7).

3. Rendements de fission thermique cumulés de $4,02 \cdot 10^{-3}$ et $4,35 \cdot 10^{-2}$ respectivement (données ENDFB7).

dernier constitue la majeure contribution à la production de $\bar{\nu}_e$: ses rendements de fission sont plus élevés et sa période radioactive est plus courte. Seule une simulation complète du cœur, avec MURE par exemple, permettrait d'améliorer la précision sur l'inventaire isotopique. Une telle simulation en effet ne se limite pas aux calculs d'évolution mais résout — ou plutôt évalue par simulations Monte-Carlo — également à chaque pas l'équation du transport des neutrons.

On notera cependant que cette incertitude de 40 % est suffisante pour notre étude car elle conduit à une incertitude de l'ordre de 0,08 événement attendu par jour (cf. TAB. 3.5), bien inférieure à l'incertitude sur le taux d'événements liés aux bruits de fond cosmogéniques ou des neutrons rapides (cf. TAB. 3.6).

3.5.2 Analyse des données acquises pendant l'arrêt simultané des réacteurs

Une recherche de paires corrélées avec les coupures de sélection de l'analyse $\bar{\nu}_e$ a été menée sur les données acquises pendant l'arrêt simultané des réacteurs. Une fois soustraite la contribution des $\bar{\nu}_e$ résiduels évaluée précédemment, le taux de détection en l'absence de signal provenant des réacteurs peut être comparé aux estimations des différents bruits de fond se fondant sur les données acquises réacteurs en puissance (cf. sections 3.3 & 3.4).

Les données acquises par l'expérience se divisent en deux catégories : une première période pendant laquelle le *veto* externe (cf. section 1.2.1) n'était pas encore installé et une seconde qui dispose des informations apportées par ce *veto* externe. Deux jeux de coupures de sélection différents ont par conséquent été étudiés pendant l'arrêt des réacteurs :

- les coupures habituelles de l'analyse gadolinium en présence du *veto* externe (cf. section 3.1.1),
- ces mêmes coupures à l'exception du *veto* de 0,5 s après les muons de plus de 600 MeV et du rejet des événements en coïncidence avec un déclenchement du *veto* externe.

Ces deux jeux de coupures seront désignés respectivement comme « DCII » et « DCI », les deux coupures exclues de DCI constituant en effet des ajouts de la seconde publication de la collaboration [72, 115]. Les temps morts et les inefficacités de détection étant différents avec ces deux jeux de coupures, le nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ à soustraire varie : $1,49 \pm 0,60$ pour DCI et $1,42 \pm 0,57$ pour DCII. Il est donné, par jour, dans le tableau 3.5.

Jeu de coupures	Interactions $\bar{\nu}_e$ attendues (par jour)
DCI	$0,20 \pm 0,08$
DCII	$0,19 \pm 0,08$

TABLE 3.5 – Taux d'interactions $\bar{\nu}_e$ attendues par jour.

Le tableau 3.6 rappelle les valeurs des niveaux de bruits de fond attendus avec les deux jeux de coupures : bruits de fond accidentels et corrélés, émetteurs β -n — ^9Li et ^8He — et neutrons rapides ou désintégrations de muons.

La figure 3.37 représente les distributions des événements détectés pendant les périodes d'arrêts simultanés des deux réacteurs avec les deux jeux de coupures de sélection. Ces distributions sont comparées à celles des événements attendus décomposés en plusieurs contributions : bruits de fond accidentels, corrélés — émetteurs β -n, neutrons rapides et désintégrations de muons — et neutrinos résiduels.

Avec les coupures DCI, 21 événements sont détectés pendant les périodes d'arrêts quand $25,8 \pm 4,5$ étaient attendus ; 8 événements sont observés avec les coupures DCII contre $14,8 \pm 4,0$ attendus. Observations et prédictions se trouvent donc en accord, même si ces dernières donnent

Taux (par jour)	Accidentels	Émetteurs β -n	neutrons rapides et muons	Total attendu	Total observé
DCI	$0,35 \pm 0,02$	$2,10 \pm 0,57$	$0,93 \pm 0,26$	$3,4 \pm 0,6$	$2,7 \pm 0,6$
DCII	$0,26 \pm 0,02$	$1,25 \pm 0,54$	$0,44 \pm 0,20$	$2,0 \pm 0,6$	$1,0 \pm 0,4$

TABLE 3.6 – Taux d'événements de bruits de fond attendus et observés pendant la période d'arrêts simultanés des réacteurs dans les deux jeux de coupures de sélection [189].

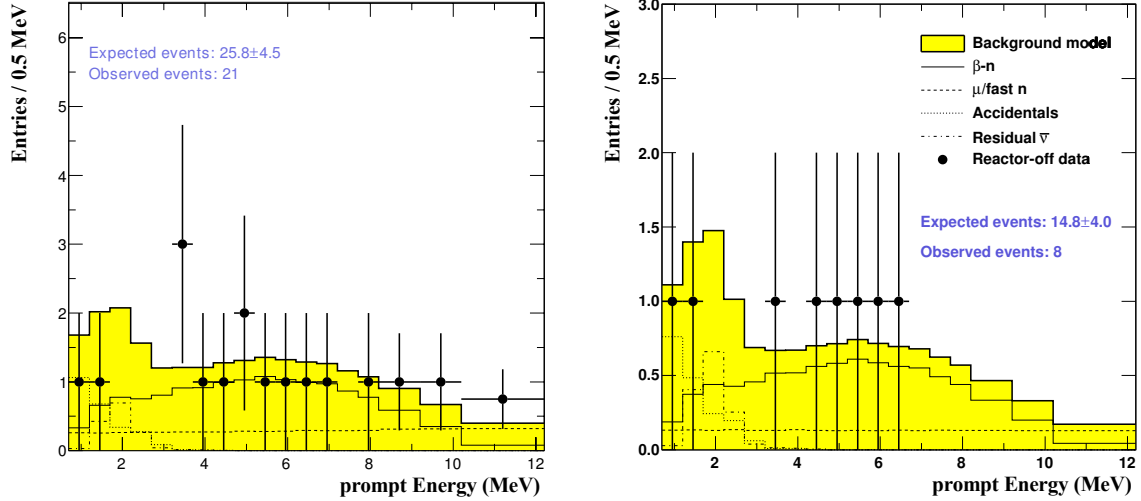


FIGURE 3.37 – Distribution des événements détectés pendant les périodes d'arrêts simultanés des réacteurs et comparaison avec les estimations des bruits de fond attendus pour les deux jeux de coupures DCI (à gauche) et DCII (à droite) [189].

des valeurs systématiquement supérieures ; cela sera discuté au chapitre 5. Les coupures de DCII rejettent cinq événements avec le *veto* de 0,5 s après les muons de haute énergie, événements de type *émetteurs β -n*, et huit à partir des informations du *veto* externe, événements de type *neutron rapide* ou *désintégration de muons*. En outre, les efficacités des coupures correspondant à ces données s'accordent aux valeurs estimées pour l'ensemble des données d'analyse de la seconde publication de la collaboration [115].

Au-delà de ces vérifications, les valeurs des niveaux de bruits de fond de neutrons rapides et d'émetteurs β -n ont pu être comparées avec les observations dans les détecteurs des expériences Daya-Bay [198] et RENO [74]. Ces détecteurs n'étant pas installés aux mêmes profondeurs, le flux et l'énergie moyenne des muons diffèrent. Une loi de puissance permet de comparer les niveaux de bruits de fond observés [199, 200] (cf. FIG. 3.38).

Les données expérimentales, normalisées aux propriétés du détecteur lointain de Double Chooz — flux de muons et nombre de noyaux cibles, H pour les neutrons rapides et ^{12}C pour les émetteurs β -n — sont compatibles, dans leurs incertitudes, avec les lois de puissance utilisées pour les comparer. Les incertitudes tiennent compte du flux de muons, de leur énergie moyenne et des densités des roches traversées. La loi de puissance utilisée pour comparer les taux de bruits de fond τ à différentes profondeurs h est de la forme :

$$\tau(h) \propto \Phi_{\mu}(h) \cdot \langle E_{\mu}(h) \rangle^{\alpha} \quad (3.11)$$

où Φ_{μ} désigne le flux de muons et $\langle E_{\mu}(h) \rangle$ leur énergie moyenne. Le paramètre α vaut 0,74 pour le bruit de fond dû aux neutrons rapides [199, 200]. La valeur considérée pour le bruit de fond

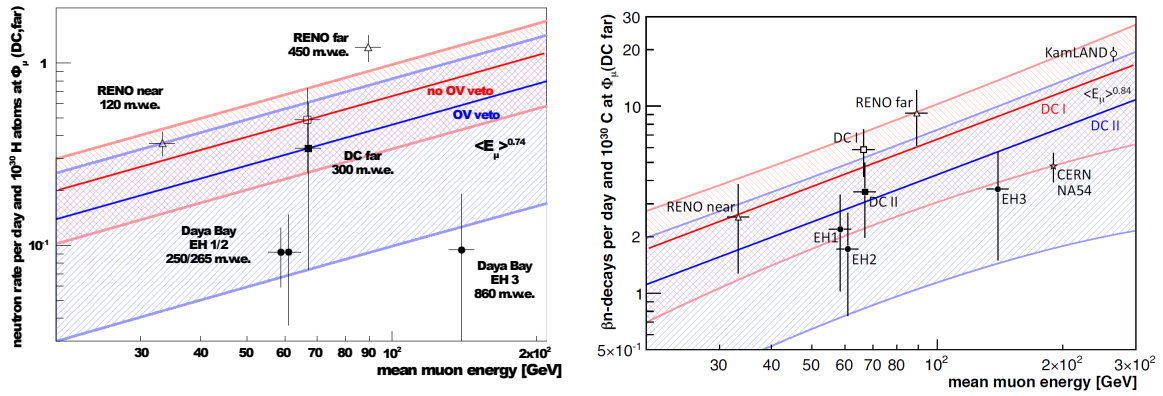


FIGURE 3.38 – **Comparaison des taux de bruits de fond observés dans différents détecteurs [189].** Les points *en creux* représentent les données en l'absence de *veto* externe des muons, la bande rouge représente la loi de puissance appliquée aux données de Double Chooz et son incertitude. Les points *pleins* représentent les données avec *veto* externe ; la bande bleue correspond à la loi de puissance appliquée aux données de Double Chooz avec son incertitude. Les valeurs ont été normalisées au flux de muon dans notre détecteur lointain, ainsi qu'au nombre de noyaux d'hydrogène dans ce détecteur pour le bruit de fond neutrons rapides (à gauche) et au nombre de noyaux de carbone 12 pour les émetteurs β -n (à droite).

dû aux émetteurs β -n est de $0,84 \pm 0,22$ de manière à couvrir l'étendue des valeurs utilisées dans la littérature [133, 201, 202] pour ce paramètre non mesuré.

3.5.3 Variation du taux de détection des $\bar{\nu}_e$ en fonction de la puissance des réacteurs

L'ajustement du paramètre de mélange θ_{13} sera détaillé au chapitre 5, nous ne présenterons ici qu'un aspect de cet ajustement, directement lié aux estimations des bruits de fond et à leur mesure sur site.

Pour cette analyse, notée RRM pour *reactor rate modulation*, les données sont regroupées en *bins* en fonction du nombre de $\bar{\nu}_e$ attendus, c'est-à-dire en fonction de la puissance des réacteurs. L'ajustement ne tient pas compte de la déformation spectrale induite par l'oscillation, mais uniquement du déficit de taux de détection [203]. Deux ajustements sont réalisés : dans un premier temps, la mesure des bruits de fond lors de l'arrêt simultané des réacteurs n'est pas incluse (cf. FIG. 3.39 à gauche) ; dans un second temps cette information est ajoutée (cf. FIG. 3.39 à droite). Dans le premier cas, aucune estimation des bruits de fond n'est donnée, seule la variation du taux de détection en fonction du taux attendu contraint la contamination en bruits de fond. Ces ajustements comportent deux paramètres libres : le taux de bruit de fond τ_{bdf} et θ_{13} .

Sans inclure la mesure lors de l'arrêt des réacteurs, l'on obtient :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,20 \pm 0,09 \quad \text{et} \quad \tau_{\text{bdf}} = 2,8 \pm 1,5 \text{ événements par jour.} \quad (3.12)$$

En ajoutant ce point de mesure, l'estimation devient :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,10 \pm 0,04 \quad \text{et} \quad \tau_{\text{bdf}} = 1,1 \pm 0,5 \text{ événement par jour.} \quad (3.13)$$

Le premier résultat est très proche de l'analyse en taux uniquement publiée par la collaboration [115]. L'ajout de la contrainte de la mesure des bruits de fond ($1,0 \pm 0,4$ événement par jour, cf. TAB. 3.6) permet naturellement de diminuer l'incertitude sur ce paramètre et conduit à une estimation de θ_{13} très proche de celle donnée par l'analyse incluant la déformation du

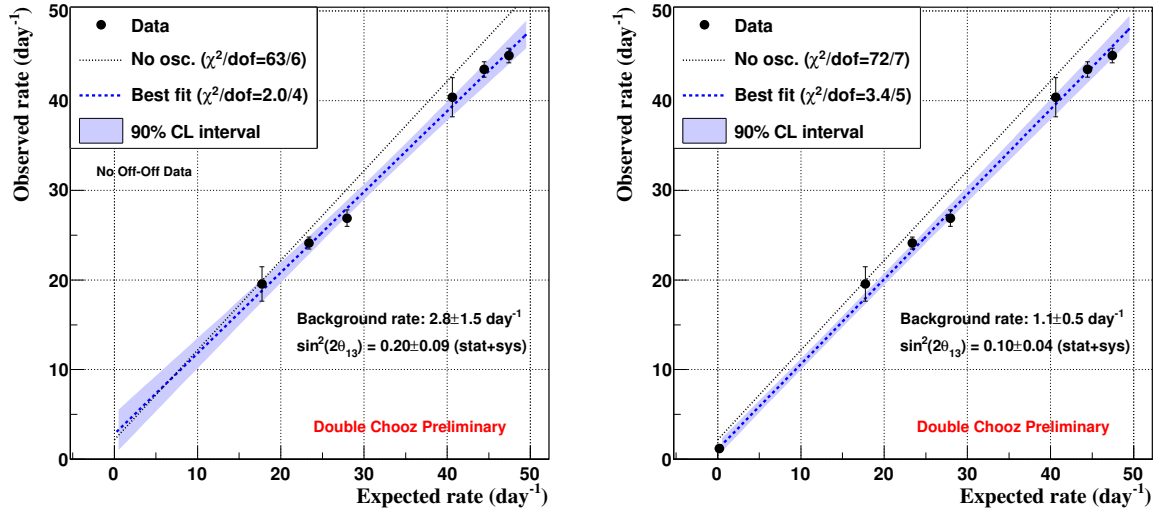


FIGURE 3.39 – Ajustement de θ_{13} se fondant sur les variations de la puissance des réacteurs [203]. Seule l'information en taux de détection est utilisée. Deux estimations sont réalisées : l'une excluant la mesure des bruits de fond pendant l'arrêt des réacteurs (à gauche), l'autre l'incluant (à droite).

spectre d'énergie [115]. Ces observations complémentaires viennent conforter l'hypothèse d'un léger biais, couvert par les incertitudes, dans l'estimation des bruits de fond (cf. section 5.4.1).

Chapitre 4

Incertitudes liées à la physique du neutron

*L'incertitude n'est pas dans les choses mais dans notre tête :
l'incertitude est une méconnaissance.*

Jacques BERNOUILLI¹

LA détection des antineutrinos par la réaction β inverse repose sur la capture du neutron émis lors de l'interaction, en coïncidence temporelle avec le dépôt d'énergie du positon également émis (cf. section 1.1.2). La physique du neutron et la précision avec laquelle celle-ci est comprise et modélisée dans les simulations Monte-Carlo prennent alors une importance capitale pour la prédiction du nombre d'événements attendus dans le détecteur. Sont affectés en premier lieu l'efficacité de détection — c'est-à-dire la proportion d'interactions se produisant dans le détecteur à donner effectivement lieu à un événement détecté selon les coupures de sélection — ainsi que les effets de bord, constitués par des événements pour lesquels soit le positon soit le neutron a interagi à l'extérieur du volume cible.

4.1 Efficacité de détection et effets de bord

Il convient de distinguer deux sources d'incertitude, qui seront étudiées par la suite : l'efficacité de détection et les effets de bord. Une part de l'inefficacité de détection est inhérente à la technique employée, par exemple dans notre cas l'identification du neutron par la capture radiative sur un noyau de gadolinium entraîne une perte de signal puisque d'autres noyaux capturent également des neutrons. Une autre part tient aux coupures de sélection. Ainsi plusieurs contributions se conjuguent-elles. Dans le cadre de ce chapitre, nous entendons par *effets de bord* l'impact induit sur la normalisation totale du nombre attendu de détections d'interactions par les flux de neutrons traversant dans un sens et dans l'autre l'interface entre la cible et le *gamma-catcher*. Cette définition est étendue dans le cadre de l'analyse hydrogène, elle recouvre alors tous les neutrons produits à l'extérieur de ces deux volumes ou traversant une interface.

4.1.1 Inefficacité des coupures de sélection

La détection d'une interaction par réaction β inverse repose sur la détection simultanée — ou plutôt en coïncidence temporelle — des deux particules émises : le positon et le neutron.

1. Jacques BERNOUILLI, *Ars conjectandi*, Bâle, 1713.

La conception de la géométrie du détecteur, optimisée pour cette détection, définit la cible comme seul volume d'interactions, c'est-à-dire comme unique volume où celles-ci peuvent être détectées. En effet, il s'agit du seul volume contenant du gadolinium fournissant le signal si caractéristique de 8 MeV¹. La probabilité de détecter une interaction s'écrit donc comme le produit des efficacités de détection du positon et du neutron dans la cible.

La conception du détecteur et la définition des coupures de sélection conduisent à une efficacité de détection du positon *quasi* maximale dans la cible. L'inefficacité de détection est prise en compte dans la simulation Monte-Carlo et sa valeur est si faible que l'on néglige l'incertitude qui pourrait lui être associée [165].

Plusieurs facteurs, qu'il convient de détailler, concourent à l'inefficacité de détection du neutron, qui commande l'inefficacité de détection entière. Un premier processus ne constitue pas à proprement parler une inefficacité de détection, il s'agit plutôt d'une conséquence intrinsèque de la technique de détection : la proportion des neutrons, émis et capturés dans la cible, réellement capturés par un noyau de gadolinium, proportion que l'on désigne couramment par le terme de *fraction de gadolinium*. D'autres noyaux, en particulier l'hydrogène, mais aussi dans une moindre mesure le carbone, capturent également des neutrons, qui ne pourront être détectés. Les autres contributions sont bien liées aux coupures de sélection du neutron. On distingue deux sources d'inefficacité : la définition de la fenêtre temporelle de recherche des coïncidences — dite *coupure ΔT* — et la plage d'énergie caractérisant la capture sur le gadolinium — dite *coupure ΔE* .

L'efficacité de détection s'écrit donc simplement :

$$\epsilon_{\text{det}} = \text{frac}_{\text{Gd}} \cdot \epsilon_{\Delta T} \cdot \epsilon_{\Delta E} \quad (4.1)$$

où frac_{Gd} représente la fraction de gadolinium et $\epsilon_{\Delta T}$ et $\epsilon_{\Delta E}$ désignent les efficacités des coupures de sélection du neutron respectivement en temps et en énergie.

Dans le cas de l'analyse hydrogène, il y a plusieurs volumes cibles. Une efficacité de détection est alors associée à chacun d'eux ; elle doit en outre prendre en compte l'efficacité d'une coupure supplémentaire liée à la position des événements prompt et retardé, dite *coupure ΔR* :

$$\epsilon_{\text{det}}^{\text{vol}} = \text{frac}_{\text{H}}^{\text{vol}} \cdot \epsilon_{\Delta T}^{\text{vol}} \cdot \epsilon_{\Delta E}^{\text{vol}} \cdot \epsilon_{\Delta R}^{\text{vol}} \quad (4.2)$$

4.1.2 Effets de bord

Définition dans le cadre de l'analyse gadolinium

Les neutrons se thermalisent puis diffusent dans le milieu, leur trajectoire pouvant atteindre plusieurs dizaines de centimètres. Ainsi un neutron émis dans la cible peut-il être capturé à l'extérieur et inversement, conduisant dans le premier cas à une perte de signal — le liquide du *gamma-catcher* ne contient pas de gadolinium — et dans le second à une contamination du signal par des événements non désirés *a priori* — l'efficacité de détection du positon étant également *quasi* maximale dans le *gamma-catcher*, en particulier dans la région proche de la cible. La figure 4.1 illustre les différents courants à l'interface entre la cible et le *gamma-catcher*.

Ces effets de bord sont connus sous la dénomination de *spill* — *spill-in* pour les courants entrants et *spill-out* pour les courants sortants — dans la collaboration Double Chooz, et plus généralement dans l'ensemble des expériences utilisant des techniques de détection similaires.

1. Les interactions se produisant hors de ce volume fiduciel mais cependant détectées constituent précisément les effets de bord dont traitera la suite du présent chapitre.

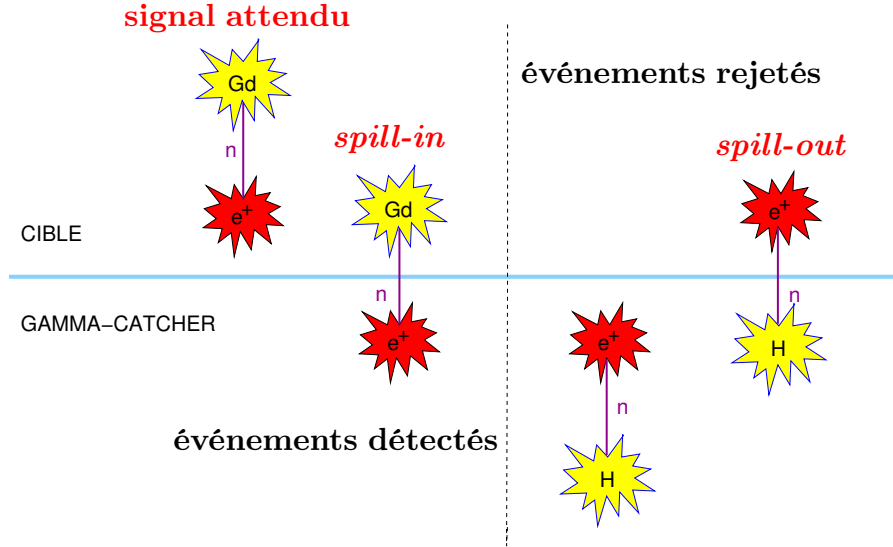


FIGURE 4.1 – Schéma des effets de bord [70].

Ces effets de bord affectent la prédiction du nombre d'interactions détectées. On ne peut en effet relier directement le nombre d'interactions dans la cible N_ν^{inter} au nombre d'événements détectés N_{det} :

$$N_{det} \neq \epsilon_{det} \cdot N_\nu^{inter} \quad (4.3)$$

La prise en compte des effets de bord modifie la formule précédente de la sorte :

$$N_{det} = \epsilon_{det} (N_\nu^{inter} - N_{SO}) + N_{SI}^{det} \quad (4.4)$$

où N_{SO} représente le nombre d'interactions dans la cible pour lesquelles le neutron n'est pas capturé dans ce même volume et N_{SI}^{det} le nombre d'interactions ayant lieu à l'extérieur du volume cible mais qui sont détectées — aussi bien le positon que le neutron, ce dernier étant capturé sur un noyau de gadolinium dans la cible.

On définit le courant — ou fraction — de *spill* Φ_{spill} de manière à pouvoir écrire :

$$N_{det} = \epsilon_{det} \cdot N_\nu^{inter} (1 + \Phi_{spill}) \quad (4.5)$$

avec

$$\Phi_{spill} = \frac{1}{N_\nu^{inter}} \left(\frac{N_{SI}^{det}}{\epsilon_{det}} - N_{SO} \right) \quad (4.6)$$

Les effets de bord — *spill-in* et *spill-out* — ne se compensent qu'en partie seulement. Le bilan net dépendra des coupures de sélection, qui affectent le courant entrant : à la fois N_{SI}^{det} et ϵ_{det} se trouvent modifiés lors d'une variation des coupures. Ces deux facteurs n'ont aucune raison de varier dans les mêmes proportions, N_{SI}^{det} dépendant principalement de la physique du *gamma-catcher* où se produisent les réactions β inverses donnant lieu aux événements de *spill-in* tandis que ϵ_{det} caractérise les neutrons produits et détectés dans la cible. À l'inverse, le courant sortant ne varie pas avec les coupures de sélection : un neutron n'étant pas capturé sur un noyau de gadolinium constitue un neutron perdu pour l'analyse, quelles que soient les coupures appliquées¹.

1. Cette affirmation mérite d'être quelque peu nuancée. En fonction des bornes d'énergie choisies pour la sélection de la capture radiative sur le gadolinium, il est possible d'inclure certaines captures sur d'autres noyaux, en particulier sur le ^{12}C à environ 5 MeV. La recherche de la capture sur le gadolinium entre 6 et 12 MeV nous en préserve.

Cas de l'analyse hydrogène

Dans le cadre de l'analyse hydrogène, la situation s'avère plus complexe. Il n'y a plus *un* volume cible mais bien *plusieurs*, dont les caractéristiques diffèrent grandement, en particulier les efficacités de détection respectives, aussi bien pour le positon¹ que pour le neutron. Par analogie avec l'analyse gadolinium, l'on définit un courant de *spill* global, qui ne constitue pas un courant à proprement parler mais traduit l'impact des différents courants aux interfaces sur le nombre total d'événements détectés :

$$N_{det} = (1 + \Phi_{spill}) \sum_{vol} \epsilon_{det}^{vol} \cdot N_{inter}^{vol} \quad (4.7)$$

où ϵ_{det}^{vol} représente l'efficacité de détection dans le volume *vol* et N_{inter}^{vol} le nombre de réactions β inverses dans ce même volume.

4.1.3 Effets de bord et modélisation de la physique du neutron

Pour les neutrons de faible énergie, quelques keV et en dessous, les propriétés des diffusions sur les atomes d'hydrogène dépendent de la molécule dans laquelle ceux-ci se trouvent inclus. En effet, pour ces énergies, les liaisons moléculaires modifient le comportement de l'atome d'hydrogène lors du choc d'un neutron et celui-ci ne peut être considéré comme un proton libre. La présence de ces liaisons affecte l'énergie de recul du proton, et donc la perte d'énergie du neutron, ainsi que la distribution des renvois angulaires. Le logiciel GEANT4, optimisé pour la physique des hautes énergies, ne tient pas compte de ces effets propres aux neutrons thermiques et épithermiques.

À l'échelle du détecteur, la prise en compte des liaisons entre atomes implique une modification de la distribution des temps de capture des neutrons, puisque les pertes d'énergie par collision varient, ainsi que de la distance parcourue entre le lieu de génération du neutron et sa capture², les renvois angulaires étant modifiés (cf. section 4.2.3). Ces effets constituent une problématique commune aux expériences de détection des $\bar{\nu}_e$ par réaction β inverse. La figure 4.2 illustre le désaccord observé entre données et simulation du temps de capture du neutron dans l'expérience CHOOZ ; la différence est particulièrement sensible pour les faibles temps de capture, où la juste modélisation de la thermalisation se révèle capitale.

L'expérience Double Chooz se trouve naturellement confrontée au même problème. C'est pourquoi un module additionnel à GEANT4 a été développé pour améliorer la modélisation de la diffusion des neutrons sur l'hydrogène aux faibles énergies (cf. section 2.3.2). Ce module, NeutronTH, apporte des corrections analytiques à la section efficace, à l'angle de diffusion et à l'énergie de recul afin de correspondre au mieux aux données expérimentales. L'hydrogène est considéré comme étant lié dans une molécule de CH_2 , c'est-à-dire comme dans le dodécane, composant principal du liquide de la cible, également présent dans la composition du liquide du *gamma-catcher* (cf. section 1.2.1).

La prise en compte des liaisons moléculaires pour la diffusion des neutrons sur l'hydrogène modifie la distribution des renvois angulaires, et donc la distance parcourue par le neutron. Il apparaît ainsi que la modélisation précise de ces liaisons constitue une condition nécessaire à la juste estimation des effets de bord, c'est-à-dire des flux de neutrons aux interfaces entre volumes cible et *gamma-catcher*, et plus généralement dans le cas de l'analyse hydrogène, entre les

1. Ceci vaut surtout à l'interface entre le *gamma-catcher* et le *buffer*, ce dernier étant constitué de liquide non scintillant.

2. Dans ce chapitre, cette distance séparant les lieux de génération et de capture du neutron s'entend comme distance « à vol d'oiseau », et non comme la distance totale cumulée parcourue par le neutron. Cette dernière est moins affectée car moins sensible à l'angle de renvoi de la diffusion.

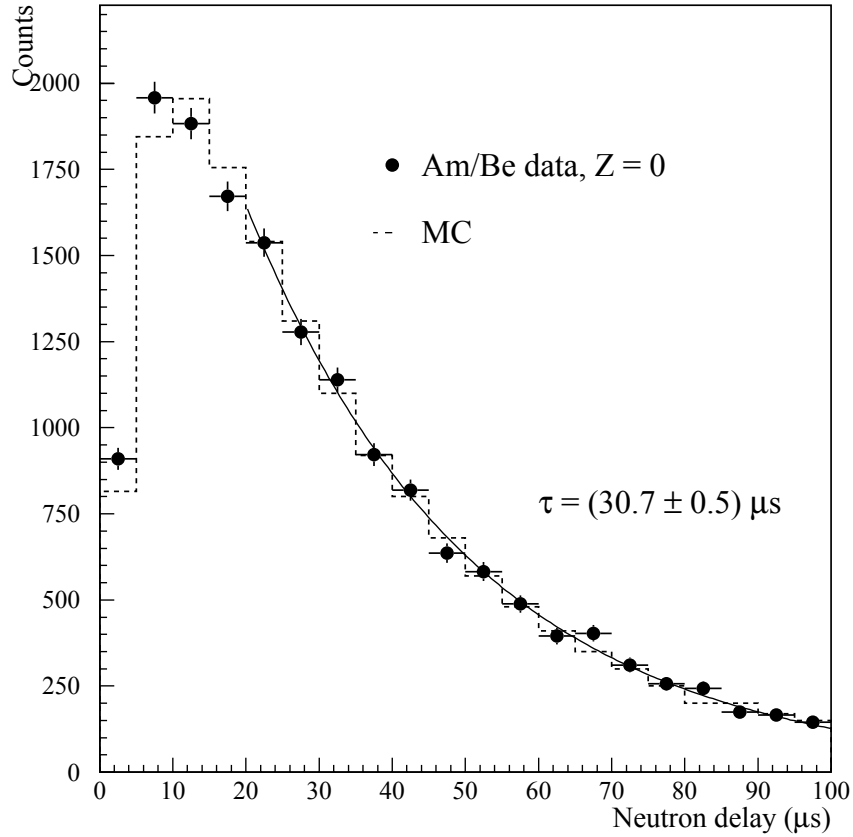


FIGURE 4.2 – **Distribution des temps de capture du neutron dans l'expérience CHOOZ** pour une source de Am-Be placée au centre du détecteur [40]. Données et simulation ne s'accordent pas pour les petits ΔT sensibles à la thermalisation.

différents volumes. Le module additionnel NeutronTH permet de remédier aux défaillances de GEANT4 en la matière¹, il reste à évaluer la confiance qui peut être portée à cette correction.

4.2 Évaluation des systématiques associées

L'évaluation des incertitudes systématiques liées aussi bien à l'efficacité de détection qu'aux effets de bord doit être menée avec une grande attention, leurs valeurs affectant directement la normalisation du taux d'interactions attendu, et partant l'estimation de θ_{13} — dans la phase à un détecteur seulement. Diverses études sont conduites, se fondant sur une comparaison entre données et simulations ou bien entre deux simulations différentes. Ces études peuvent aboutir à une optimisation des coupures, de manière à minimiser les incertitudes systématiques.

4.2.1 Stratégie

Deux stratégies différentes sont adoptées concernant l'évaluation des incertitudes systématiques relatives à l'efficacité de détection et aux effets de bord. Ceux-ci se trouvent en effet dans des situations distinctes vis-à-vis d'une comparaison aux données, et en particulier aux données d'étalonnage.

1. Rappelons qu'il n'est pas question de mettre en cause le logiciel GEANT4, mais plutôt de souligner que, celui-ci étant optimisé pour les hautes énergies, il convient de l'adapter à notre domaine d'utilisation.

Efficacités de détection

L'efficacité de détection est dominée par l'identification de la capture radiative du neutron. L'utilisation de la source de ^{252}Cf s'impose donc naturellement pour caractériser l'efficacité des différentes coupures de sélection de la capture des neutrons. Il s'agit en effet d'une source de fission spontanée ; celle-ci génère un signal prompt mêlant les dépôts d'énergie de γ et de reculs de protons induits par les neutrons émis ainsi qu'un signal retardé constitué de la capture du neutron. Plusieurs neutrons étant émis par fission, plusieurs signaux de capture succèdent par conséquent à un même événement prompt.

L'évaluation de l'incertitude systématique liée à ces coupures se fonde principalement sur la comparaison des données d'étalonnage avec les résultats de la simulation GEANT4 dans les mêmes conditions. Elle prend également en compte différentes positions de la source, aussi bien dans la cible que dans le *gamma-catcher*. Les incertitudes ainsi associées aux efficacités des coupures de coïncidence temporelle et de fenêtre d'énergie retardée s'élèvent respectivement à 0,5 % et 0,7 % [204]. La simulation surestimant d'environ 1,5 % le nombre de captures sur le gadolinium, un facteur de correction de 0,985 est appliqué au Monte-Carlo, facteur dont l'incertitude est évaluée à 0,3 % [204].

Dans le cas de l'analyse hydrogène, une étude comparable est menée dans chaque volume de détection. Certaines efficacités font l'objet d'une correction de la simulation Monte-Carlo au moyen de facteurs multiplicatifs [205].

Effets de bord

Dans le cas des effets de bord, la comparaison directe aux données n'est pas possible¹. La stratégie utilisée consiste donc à comparer deux codes de simulation. Les résultats de la simulation GEANT4, commune à la collaboration, devront être comparés aux résultats donnés par un code connu pour le bon traitement du transport des neutrons de basse énergie, tels que les codes développés pour la physique des réacteurs comme MCNPX [206] ou Tripoli-4 [207]. Notre choix s'est porté sur le second en raison de la proximité des services du CEA dans lesquels ce code est développé et maintenu. Nous avons ainsi — grâce à une collaboration avec le DEN/DANS/DM2S/SERMA — été en mesure de suivre individuellement les interactions de chaque neutron simulé tout au long de sa trajectoire, ce qui n'entre pas dans les spécifications usuelles de Tripoli-4.

Dans ce code, l'impact des liaisons moléculaires ne repose pas sur une modélisation analytique comme dans le lot NeutronTH, mais sur les évaluations des mesures contenues dans les bases de données nucléaires. Afin de se placer dans des conditions identiques à la simulation GEANT4, nous avons considéré uniquement deux descriptions pour le traitement des atomes d'hydrogène : comme un gaz de protons libres ou comme lié au sein d'une molécule de CH_2 . D'autre part, des études précédentes ont montré que considérer également la liaison dans une molécule de C_6H_6 n'avait qu'un très faible impact [208].

Notre stratégie se fonde donc sur la comparaison directe entre des simulations Tripoli-4 et GEANT4 prenant toutes deux en compte les liaisons moléculaires. Trois méthodes avaient été utilisées précédemment.

La première repose sur la comparaison entre deux simulations GEANT4 sans NeutronTH — donc sans traitement des liaisons moléculaires — dont l'une est corrigée par des facteurs extraits des simulations Tripoli-4 réalisées par M. Thomas MUELLER [208]. Ces facteurs mesurent

1. La seule mesure réalisable d'une grandeur reliée aux effets de bord est constituée du taux de capture des neutrons sur le gadolinium lors de l'introduction de la source dans le *gamma-catcher*, proche de l'interface avec la cible. Mais il ne s'agit là que d'une composante des effets de bord qui sont bien plus vastes.

l'impact de l'ajout des liaisons moléculaires dans la géométrie Tripoli-4 « simplifiée » (cf. section 4.2.2). Cette méthode conduit à une incertitude sur la normalisation totale de 0,38 % [72].

Le développement de NeutronTH a permis de comparer la simulation GEANT4, sans traitement des liaisons moléculaires mais corrigée par les facteurs extraits de Tripoli-4, avec la simulation GEANT4 prenant en compte ces liaisons, aboutissant à une incertitude de 0,30 % sur la normalisation globale [115].

Enfin, aucune simulation Tripoli-4 n'avait été réalisée pour l'analyse hydrogène. La comparaison repose alors sur deux simulations GEANT4, l'une sans NeutronTH, l'autre avec. Ce qui conduit à une incertitude totale sur la normalisation de 1,17 % [116], constituant l'une des systématiques dominantes.

4.2.2 Simulations

La compréhension des effets de bord et la valeur de l'incertitude systématique associée reposent sur la comparaison de simulations réalisées avec les codes GEANT4 et Tripoli-4.

Simulations GEANT4

Nous avons utilisé les fichiers de simulation Monte-Carlo de la collaboration Double Chooz, à partir du logiciel GEANT4. Ils disposent d'une statistique très importante et incluent les améliorations décrites en section 2.3.2, en particulier le module NeutronTH concernant la modélisation de la physique des neutrons.

Certaines valeurs sont extraites de ces simulations et servent de valeurs d'entrée aux simulations Tripoli-4. L'efficacité de détection intervient dans le calcul du bilan net des courants entrant et sortant (cf. ÉQ. 4.6). La différence entre ces bilans nets estimés par les deux codes constituant l'évaluation de l'incertitude systématique associée, c'est l'efficacité donnée par GEANT4 qui est utilisée dans le calcul des effets de bord pour les deux simulations de telle sorte que son incertitude ne soit pas comptée deux fois.

D'autre part, le code Tripoli-4 est conçu pour la simulation du transport des particules dans la matière. Il ne comporte de modélisation ni des processus de scintillation, ni de transport de la lumière, ni de l'électronique. Il se limite à ce que l'on appelle couramment les informations de Monte-Carlo *vraies* de GEANT4. On peut se limiter à cette étape et comparer les deux codes à ce niveau. Néanmoins, cela revient à négliger l'impact des efficacités de détection, pourtant essentiel. Nous avons donc appliqué des cartes d'efficacités de détection selon la position, à la fois pour les positons et les neutrons. Ces cartes ont été extraites des simulations GEANT4 pour les volumes constitués de liquide scintillant (cf. FIG. 4.3), en considérant deux variations, l'une suivant la cote, l'autre suivant la distance à l'axe vertical central. Nous avons pris des valeurs moyennes pour les volumes d'acryliques en raison de leur faible épaisseur. L'étude de la variation de l'efficacité de détection du positon dans le volume d'acrylique montre que celle-ci est sensiblement constante en dehors des quelques dixièmes de millimètre les plus externes.

Simulations Tripoli-4

Des simulations Tripoli-4 avaient déjà été utilisées dans la collaboration Double Chooz pour évaluer les incertitudes liées à la maîtrise de la physique des neutrons [208]. Cependant, il s'agissait alors de simulations comportant une description « grossière » de la géométrie, le but étant d'étudier l'impact de la description des liaisons moléculaires — non incluses dans les premières simulations Monte-Carlo employées —, ce qui ne nécessite pas une description très fine du détecteur. En revanche, l'exigence de diminution des erreurs systématiques, en particulier pour l'analyse hydrogène, implique la comparaison directe de deux simulations réalisées dans des condi-

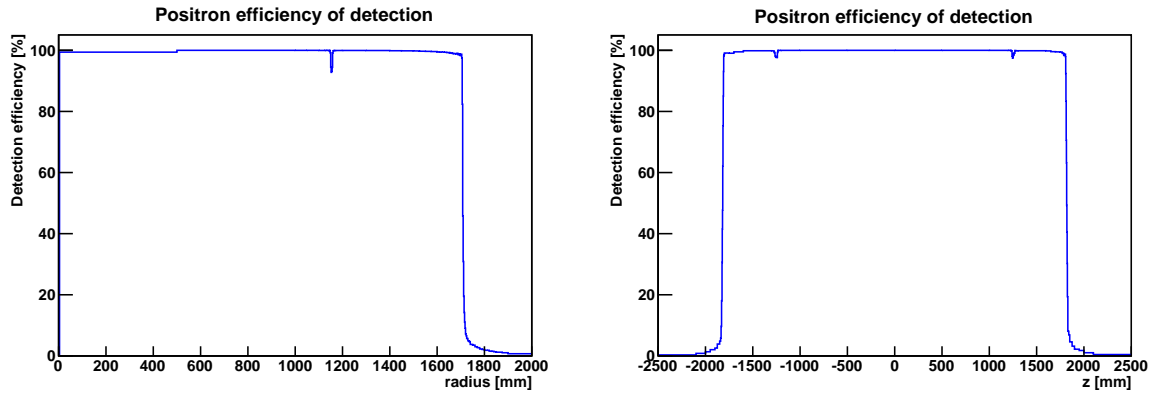


FIGURE 4.3 – **Variations de l’efficacité de détection des positons** en fonction de la distance à l’axe vertical central (à gauche) et de la cote (à droite) dans la simulation GEANT4.

tions aussi similaires que possible. La mise en place d’une simulation complète dans Tripoli-4 comporte deux aspects :

- la description précise de l’ensemble de la géométrie du détecteur et des compositions des différents milieux,
- le développement d’un générateur de neutrons issus de réaction β inverse.

Le premier aspect fut accompli simplement, Tripoli-4 pouvant lire en entrée une géométrie en format ROOT [139] qui est aisément exportable depuis la description dans GEANT4¹.

Le second aspect nécessita davantage de travail. Le spectre d’énergie des $\bar{\nu}_e$ considéré provient de la paramétrisation des spectres de M. HUBER [99]. Nous n’avons pas suivi l’évolution du réacteur dans le temps, mais plutôt pris une contribution moyenne des fissions de 70 % pour l’uranium 235 et 30 % pour le plutonium 239, la variation induite sur le spectre d’énergie des neutrons étant négligeable dans cette étude.

Une fois fixée la direction du flux de $\bar{\nu}_e$ traversant le détecteur — compte-tenu de la distance entre réacteurs et détecteur, nous négligeons la distribution angulaire des $\bar{\nu}_e$ incidents —, l’énergie cinétique d’un neutron émis ainsi que l’angle entre sa direction et celle du flux incident dépendent non seulement l’un de l’autre, mais également des caractéristiques du positon émis simultanément (cf. FIG. 4.4). La connaissance de la section efficace différentielle angulaire se révèle nécessaire.

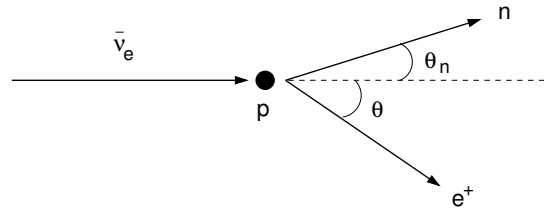


FIGURE 4.4 – **Schéma de la réaction β inverse.**

Nous avons fondé notre développement du générateur de neutrons émis par réaction β inverse sur les résultats de MM. VOGEL et BEACOM [129], où cette dernière est donnée à l’ordre zéro en $1/M$ (M étant la masse moyenne d’un nucléon) par² :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \simeq 1 + \frac{p_e}{E_e} a^{(0)} \cos\theta, \quad \text{avec } a^{(0)} = -0,10 \quad (4.8)$$

1. Grâce au logiciel *Virtual Geometry Model* [209].

2. Nous n’avons pas considéré les ordres supérieurs car ils importent surtout à haute énergie. En outre, il s’agit là d’effets fins qui affectent les résultats dans des proportions bien moindres que les effets recherchés : même en considérant des neutrons mono-énergétiques dans des cas « extrêmes », la variation des effets de bord est faible [208].

où p_e et E_e représentent respectivement l'impulsion et l'énergie du positon prises également à l'ordre zéro :

$$E_e^{(0)} = E_{\bar{\nu}_e} - \Delta, \quad \text{avec} \quad \Delta = m_n - m_p \quad (4.9)$$

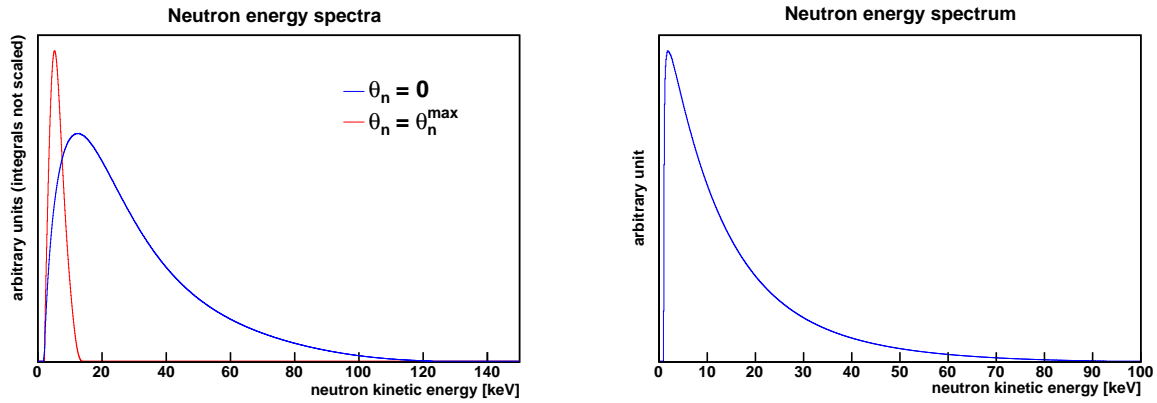
L'énergie cinétique du neutron est ensuite calculée au premier ordre en $1/M$:

$$T_n = \frac{E_{\bar{\nu}_e} E_e^{(0)}}{M} \left(1 + \frac{p_e}{E_e^{(0)}} \cos \theta \right) + \frac{\Delta^2 - m_e^2}{2M} \quad (4.10)$$

L'angle maximal autorisé entre la direction du $\bar{\nu}_e$ incident et celle du neutron est donné par la relation :

$$\cos(\theta_n)_{max} = \frac{\sqrt{2 E_{\bar{\nu}_e} \Delta - (\Delta^2 - m_e^2)}}{E_{\bar{\nu}_e}} \quad (4.11)$$

La distribution d'énergie cinétique des neutrons résultant du spectre des $\bar{\nu}_e$ simulés s'étend jusqu'à la centaine de keV et se concentre principalement à basse énergie, de l'ordre de la dizaine de keV (cf. FIG. 4.5).



(a) Distributions d'énergie cinétique des neutrons émis dans la direction du $\bar{\nu}_e$ incident, et dans la direction correspondant à l'angle maximal autorisé.

(b) Distribution de l'énergie cinétique des neutrons émis par l'ensemble du spectre des $\bar{\nu}_e$ et dans toutes les directions angulaires.

FIGURE 4.5 – **Spectres d'énergie des neutrons émis par réaction β inverse.** La distribution de l'énergie des neutrons émis avec l'angle maximal est piquée à basse énergie (a) ; la distribution de l'ensemble des neutrons s'étend jusqu'à la centaine de keV environ (b).

Le générateur d'événements de réaction β inverse implémenté dans la simulation GEANT4 prend en considération la densité de protons cibles dans chaque volume. Ce n'est pas le cas du générateur que nous avons développé pour Tripoli-4. Les neutrons sont donc simulés uniformément dans chaque volume. Lors de l'analyse, les probabilités éventuelles de *spill-in* ou de *spill-out* sont calculées séparément dans chaque volume, en fonction de la position de génération de la particule. L'estimation des courants totaux est obtenue en pondérant par les densités de protons cibles respectives des différents volumes.

4.2.3 Bilan

Les probabilités de fuite ou de changement de volume dépendent naturellement de la position de génération des neutrons relativement à l'interface la plus proche. En outre, elles varient également suivant la direction du neutrino incident par rapport à celle-ci de sorte que le *spill-in*

est plus important du côté du réacteur mais qu'à l'inverse c'est du côté opposé que la *spill-out* est le plus élevé (cf. FIG. 4.6). La direction du neutron émis est en effet liée à celle du neutrino (cf. ÉQ. 4.8), phénomène sur lequel se fondent les études sur la direction du flux des $\bar{\nu}_e$ incidents à partir de la position relative des événements prompt et retardé des paires corrélées [210, 211].

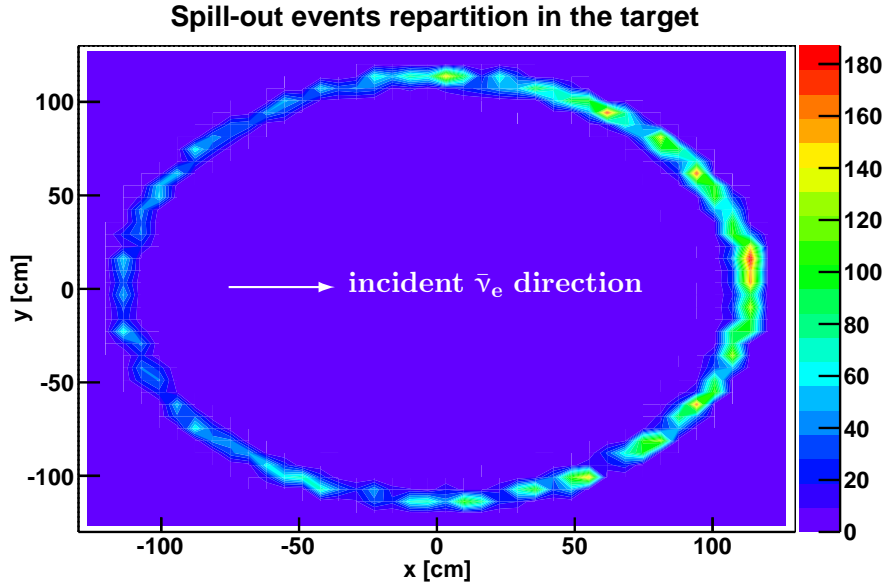


FIGURE 4.6 – Densité du courant des neutrons sortants (*spill-out*) à la limite de la cible et du *gamma-catcher*. Ce résultat se fonde sur une simulation Tripoli-4 dans laquelle l'hydrogène est considéré comme lié dans des molécules de CH_2 . La direction initiale du neutron, liée à celle du neutrino, affecte la probabilité de fuite.

Impact de la prise en compte des liaisons moléculaires

La prise en compte des liaisons moléculaires modifie l'épaisseur de peau à l'interface entre deux volumes concernée par les phénomènes de courants de neutrons entrant et sortant. Les observations reportées en figure 4.7 pour la probabilité de *spill-in* du *gamma-catcher* vers la cible se retrouvent pour la probabilité de *spill-out* dans le sens inverse. Cela vient corroborer les résultats de M. Thomas MUELLER [208].

La réduction de l'épaisseur de peau concernée par les effets de bord pour un atome d'hydrogène lié dans une molécule par rapport à un atome libre tire bien son origine des effets moléculaires. En effet, la prise en compte des liaisons moléculaires affecte principalement deux grandeurs : la perte d'énergie des neutrons et leur renvoi angulaire lors d'une collision avec un proton. Cela se retrouve au niveau macroscopique dans la distribution des distances à vol d'oiseau et des intervalles de temps séparant événements prompt et retardé.

La diminution des distances à vol d'oiseau est une conséquence directe de la modification des renvois angulaires. Elle est plus sensible dans le *gamma-catcher* que dans la cible car le temps de diffusion, et donc le nombre de collisions, sont plus importants (cf. FIG. 4.8 & 4.9). Cette diminution de la distance parcourue à vol d'oiseau constitue l'origine de la réduction de l'épaisseur de peau concernée par les effets de bord. On remarque en revanche que, contrairement à la distance à vol d'oiseau, la distance totale cumulée parcourue par un neutron est peu affectée (cf. FIG. 4.9), celle-ci n'étant pas sensible aux renvois angulaires.

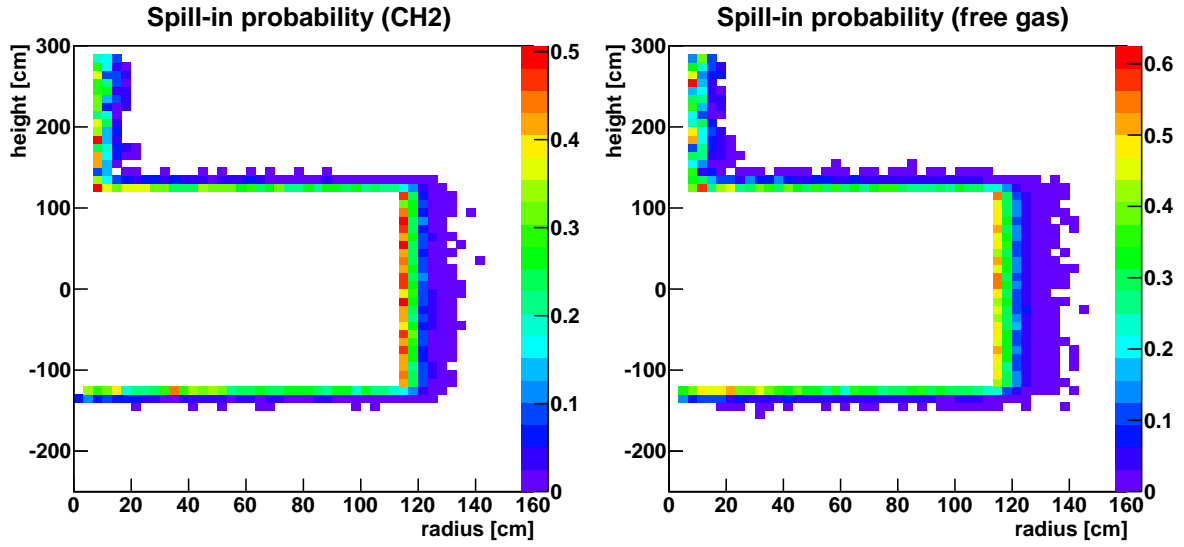


FIGURE 4.7 – Répartition spatiale de la probabilité de *spill-in* des neutrons émis dans le *gamma-catcher* pour la simulation Tripoli-4. Le phénomène de *spill-in* couvre une plus large part du *gamma-catcher* lorsque le noyau d'hydrogène est considéré comme libre (à droite) que lorsqu'il est décrit comme lié dans une molécule de CH₂ (à gauche).

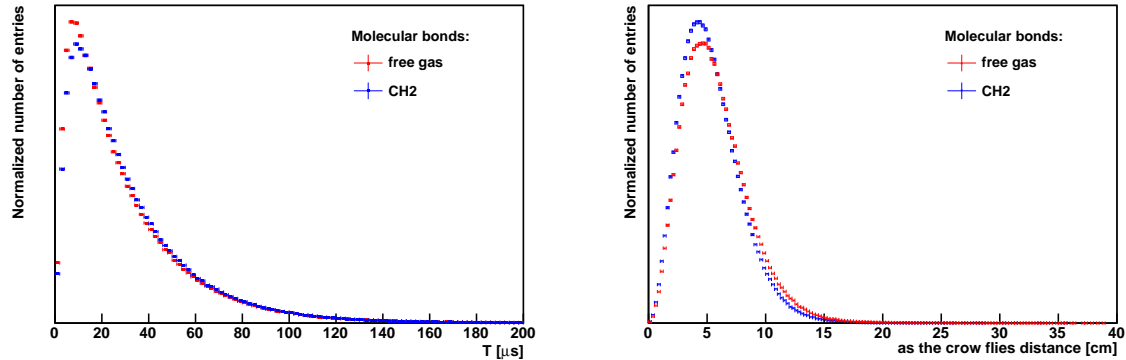


FIGURE 4.8 – Distributions des intervalles de temps (à gauche) et des distances à vol d'oiseau (à droite) séparant événements prompt et retardé pour les événements simulés dans la cible avec Tripoli-4. L'impact sur la distribution des intervalles de temps est visible surtout lors du processus de thermalisation. La distribution des distances à vol d'oiseau est légèrement plus large, la valeur centrale se trouve en outre décalée vers des valeurs plus élevées.

Incertainitudes systématiques associées : analyse gadolinium

L'on peut tout d'abord s'intéresser aux courants « bruts », c'est-à-dire comptabilisant toutes les paires simulées sans considération de coupures de sélection. Dans ce cas, le courant brut s'écrit :

$$\begin{aligned} N_{\text{evnt}} &= N_{\text{v}}^{\text{inter}} - N_{\text{SO}} + N_{\text{SI}} = N_{\text{v}}^{\text{inter}} \cdot (1 - f_{\text{SO}} + f_{\text{SI}}^{\text{brut}}) \\ &= N_{\text{v}}^{\text{inter}} \cdot (1 + \Phi_{\text{Spill}}^{\text{brut}}) \end{aligned}$$

Cette définition permet de comparer tous les résultats au niveau des informations *vraies* du Monte-Carlo, sans lien avec les inefficacités de détection liées aux coupures. Ainsi N_{SI} représente-t-il le nombre de neutrons générés à l'extérieur de la cible et capturés en son sein, sur quelque

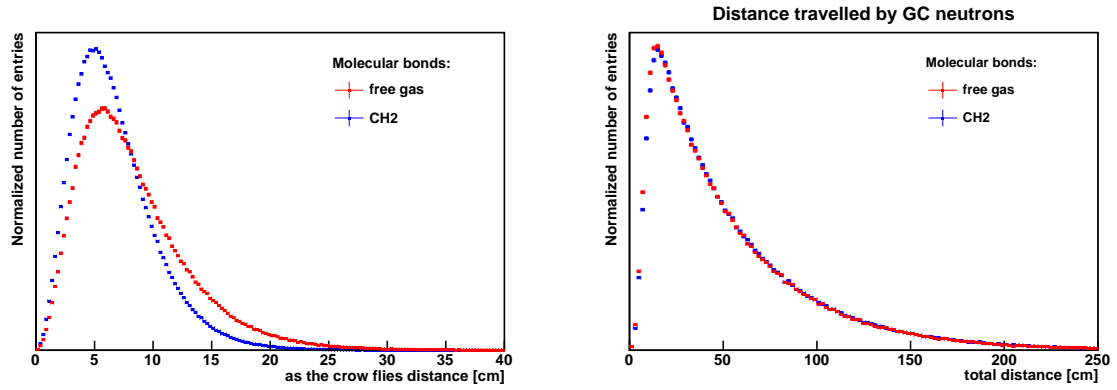


FIGURE 4.9 – Distributions des distances à vol d’oiseau (à gauche) séparant événements prompt et retardé et des distances totales cumulées parcourues par les neutrons (à droite) pour les événements simulés dans le *gamma-catcher*. Alors que la première est fortement affectée par la description des liaisons moléculaires en raison des distributions des renvois angulaires, la seconde ne l’est que très peu.

noyau que ce soit. La définition de N_{SO} est identique à celle qui a déjà été employée (cf. ÉQ. 4.4). Les résultats sont donnés dans le tableau 4.1 pour les codes Tripoli-4 et GEANT4 avec et sans prise en compte des liaisons moléculaires.

	Tripoli-4 (gaz libre)	Tripoli-4 (CH ₂)	GEANT4 « standard » [212]	GEANT4 (NeutronTH)
f_{SO}	$2,34 \pm 0,02 \%$	$2,34 \pm 0,02 \%$	$2,35 \pm 0,02 \%$	$2,37 \pm 0,02 \%$
f_{SI}^{brut}	$8,12 \pm 0,04 \%$	$6,42 \pm 0,03 \%$	$9,07 \pm 0,04 \%$	$5,58 \pm 0,02 \%$
Φ_{Spill}^{brut}	$5,78 \pm 0,04 \%$	$4,08 \pm 0,04 \%$	$6,71 \pm 0,04 \%$	$3,21 \pm 0,03 \%$

TABLE 4.1 – Courants entrant et sortant bruts, en l’absence de coupure de sélection.

On remarque tout d’abord que le courant sortant est constant, dans ses barres d’incertitudes statistiques, pour les différentes modélisations et les différents codes. Les neutrons sortant de la cible ne peuvent être capturés par un noyau de gadolinium, ainsi quelle que soit la modélisation de la physique du neutron, ils sont perdus pour l’analyse. De plus, l’épaisseur de peau concernée par les fuites vers l’extérieur de la cible est également peu sensible au traitement des liaisons moléculaires (cf. FIG. 4.8). Il en va naturellement différemment du courant entrant, pour lequel de fortes variations sont observées. Même en l’absence de traitement des liaisons moléculaires, GEANT4 et Tripoli-4 diffèrent nettement (cf. TAB. 4.1, colonnes 1 & 3). Ainsi, les incertitudes liées aux courants de *spill* ne sont pas uniquement dues au traitement des liaisons moléculaires, mais bien plus généralement à la modélisation de la physique des neutrons de basse énergie. En outre, le traitement des liaisons moléculaires n’affecte pas les courants dans les mêmes proportions selon le code : le courant entrant est réduit d’environ 20 % dans Tripoli-4 alors qu’il est réduit d’environ 40 % dans GEANT4. Cela s’explique par les moyens très différents adoptés pour ce traitement : l’utilisation des estimations des bases de données provenant de mesures pour Tripoli-4, la correction par des fonctions analytiques pour le lot NeutronTH de GEANT4.

La simulation réalisée dans Tripoli-4 par M. Thomas MUELLER reposait sur une géométrie simplifiée — uniquement des cylindres infinis imbriqués — et des neutrons mono-énergétiques de 20 keV. Les courants de *spill-out* obtenus se trouvent en bon accord avec nos résultats. En revanche, des différences, attendues, sont observées pour les courants de *spill-in* : 8,34 % pour un

gaz de protons libres et 6,54 % pour l'hydrogène lié dans le CH₂ [208]. Ces différences demeurent faibles, montrant que l'impact d'une modélisation précise de la géométrie et de la cinématique de la réaction β inverse est du second ordre, mais néanmoins significatives.

Les valeurs du courant net de *spill* détecté dépendent des coupures de sélection et de leur inefficacité (cf. Éq. 4.6). Ces dernières sont évaluées par la simulation GEANT4, dans laquelle seule la fraction de captures sur le gadolinium est corrigée par un facteur multiplicatif [204] de sorte que cette fraction soit identique dans les données d'étalonnage et la simulation correspondante (cf. section 4.2.1). Un facteur multiplicatif corrige ensuite l'efficacité de détection dans la simulation Tripoli-4 de sorte qu'elle concorde avec l'efficacité extraite de la simulation GEANT4. Dans ces conditions, la sélection des candidats $\bar{\nu}_e$ dans les deux simulations, pour les coupures définies en section 3.1.1, aboutit aux estimations suivantes du courant net de *spill* :

$$\Phi_{\text{Spill}}^{\text{G4}} = 1,404 \% \quad \text{et} \quad \Phi_{\text{Spill}}^{\text{T4}} = 1,476 \% \quad (4.12)$$

La simulation GEANT4 constitue la simulation « officielle » de l'expérience, avec laquelle les données acquises sont comparées. La valeur de 1,404 % estimée ici est bien incluse dans cette simulation. L'estimation donnée par Tripoli-4 étant proche, nous décidons de ne pas corriger cette valeur par un facteur supplémentaire, mais d'inclure une incertitude à l'estimation de GEANT4, de manière à prendre en compte un biais éventuel. La différence entre les deux résultats (cf. Éq. 4.12) étant considérée comme l'incertitude systématique, le courant net de *spill* est estimé à :

$$\Phi_{\text{Spill}} = (1,40 \pm 0,07) \% \quad (4.13)$$

La valeur centrale est légèrement supérieure à l'estimation utilisée pour la seconde publication qui n'inclut pas le facteur de correction de la fraction de captures sur le gadolinium dans le Monte-Carlo [213]. C'est également la raison pour laquelle l'incertitude systématique associée diminue, il s'agit en effet de l'une des sources des divergences entre les simulations Tripoli-4 et GEANT4, déjà prise en compte par ailleurs.

Deux sources principales d'incertitudes systématiques dans la comparaison de ces simulations ont été identifiées et étudiées.

L'efficacité de détection de la capture du neutron sur le gadolinium constitue la première. Elle est évaluée dans Tripoli-4 grâce à une carte importée des simulations GEANT4 (cf. section 4.2.2). Bien que l'efficacité globale de détection — c'est-à-dire le produit des efficacités liées aux différentes coupures — soit identique dans les simulations GEANT4 et Tripoli-4 grâce au facteur correctif appliqué, l'efficacité de chaque coupure isolée peut présenter des divergences. En particulier, un écart concernant la coupure sur l'énergie retardée constitue un biais dans notre comparaison : l'efficacité associée devrait être identique, cependant la méthode des cartes d'efficacité importées de GEANT4 dans Tripoli-4 peut laisser des écarts résiduels. Ainsi, l'estimation de l'efficacité de la coupure sur l'énergie retardée sur l'ensemble de la cible dans les deux simulations conduit à :

$$\epsilon_{\Delta E}^{\text{G4}} = (93,592 \pm 0,025) \% \quad \text{et} \quad \epsilon_{\Delta E}^{\text{T4}} = (92,743 \pm 0,029) \%$$

soit un écart relatif de 0,907 % qui, propagé sur le courant de *spill* par la formule 4.6, aboutit à une incertitude absolue de 0,034 %.

La seconde source d'incertitude systématique réside dans les différences du nombre de protons dans les acryliques observées entre la géométrie du Monte-Carlo [214] et les mesures réalisées [215]. La différence s'élève à 14 % pour la cuve de la cible et 57 % pour ses pieds et supports divers [214]. Cette incertitude se propage dans le courant de *spill* grâce à la relation suivante :

$$N_{\text{SI}}^{\text{det}} = N_{\text{v}}^{\text{inter}} \left(\frac{N_{\text{protons}}^{\text{GC}}}{N_{\text{protons}}^{\text{Cible}}} \text{Proba}_{\text{SI,GC}} + \frac{N_{\text{protons}}^{\text{Cuve}}}{N_{\text{protons}}^{\text{Cible}}} \text{Proba}_{\text{SI,Cuve}} + \frac{N_{\text{protons}}^{\text{Pieds}}}{N_{\text{protons}}^{\text{Cible}}} \text{Proba}_{\text{SI,Pieds}} \right)$$

Les incertitudes sur le nombre de protons dans la cible et dans le *gamma-catcher*, comme sur les probabilités de *spill-in* évaluées par la simulation GEANT4, sont faibles comparées aux incertitudes dominantes sur le nombre de protons dans les acryliques. Celles-ci génèrent finalement une incertitude absolue de 0,114 % sur le courant net de *spill*, incertitude qui se révèle plus importante que celle liée à la modélisation de la physique des neutrons.

La somme quadratique de ces trois facteurs d'incertitudes systématiques aboutissent à l'estimation finale des effets de bord :

$$\Phi_{\text{Spill}} = (1,40 \pm 0,14) \% \quad (4.14)$$

Rappelons que cette valeur n'est pas une correction apportée au Monte-Carlo, mais l'estimation d'un phénomène qu'il prend en compte¹, auquel est associée une incertitude systématique, de manière à tenir compte d'un biais éventuel.

La propagation de cette incertitude sur le nombre total d'interactions $\bar{\nu}_e$ attendues donne une incertitude relative de 0,14 % pour la normalisation globale.

Incertitudes systématiques associées : analyse hydrogène

Le cas de l'analyse hydrogène se traite de la même manière que celui de l'analyse gadolinium. Cependant, le nombre de volumes, et donc la multiplicité des échanges possibles entre eux, rend son étude plus fastidieuse en même temps que l'incertitude systématique plus importante. L'incertitude associée aux courants de *spill* est calculée en comparant directement le nombre de paires $\bar{\nu}_e$ sélectionnées sous les diverses hypothèses. Les coupures de sélection utilisées correspondent à celles définies en section 3.1.1. La distance séparant événements prompt et retardé est calculée à partir des positions *réelles* et non des positions reconstruites par *RecoBAMA* afin de pouvoir comparer les résultats de GEANT4 et de Tripoli-4.

Lors de la sélection, les facteurs de correction du Monte-Carlo sont appliqués à la simulation GEANT4, comme pour toute sélection de paires $\bar{\nu}_e$. Ces facteurs, résumés dans [216], viennent corriger :

- la fraction de captures sur le gadolinium dans la cible,
- le nombre de protons contenus dans les acryliques de l'enceinte cible,
- le cas échéant, les efficacités de détection liées aux diverses coupures dans chaque volume de détection.

Comme pour l'analyse gadolinium, des cartes d'efficacité de détection pour les coupures en énergie visible prompte et retardée sont utilisées. De même, l'efficacité de détection par volume est considérée égale dans les deux simulations afin d'isoler les effets relatifs uniquement au transport des neutrons.

Les candidats sélectionnés se répartissent suivant la position des événements prompt et retardé : soit les deux se situent dans la cible, soit les deux dans le *gamma-catcher*, toutes les autres configurations sont considérées comme du *spill*. La répartition des événements diffère légèrement entre Tripoli-4 et GEANT4 (cf. TAB. 4.2), en particulier dans le *gamma-catcher*. Cette tendance est cohérente avec les observations de l'analyse gadolinium, pour laquelle les valeurs des courants de neutrons entrants dans la cible sont plus élevées dans Tripoli-4 que dans GEANT4. D'autre part, l'estimation du nombre de paires dont les événements prompt et retardé se trouvent dans la cible est stable dans les deux simulations : cela correspond à l'égalité des courants de *spill-out* dans l'analyse gadolinium (cf. TAB. 4.1).

1. Des événements sont en effet simulés dans l'ensemble du détecteur et pas seulement dans le volume cible, en respectant les densités de protons libres dans chaque matériau. La normalisation de la simulation Monte-Carlo pour la comparaison avec les données repose sur le taux d'interaction attendu dans le volume cible, où le nombre de proton est connu avec une grande précision.

Classe d'événements	GEANT4	Tripoli-4
Cible-cible	5,37 %	5,40 %
GC-GC	89,89 %	89,36 %
<i>Spill</i>	4,74 %	5,24 %

TABLE 4.2 – **Répartition des événements dans les simulations GEANT4 et Tripoli-4.** Les incertitudes de ces simulations, uniquement statistiques, sont négligeables devant les incertitudes systématiques.

Les deux simulations ne comportent pas le même nombre d'événements générés, afin de comparer le nombre total d'événements sélectionnés, nous étudions le rapport de ce dernier au nombre de neutrons simulés dans la cible. L'écart entre GEANT4 et Tripoli-4 s'élève alors à 0,48 %, valeur qui est considérée comme l'incertitude systématique associée à la modélisation du transport des neutrons dans les courants de *spill*.

Dans le cas de l'analyse hydrogène, l'impact sur la normalisation globale de la différence entre mesures et simulation du nombre de protons dans les acryliques de la cible est déjà pris en compte par un facteur de correction et une incertitude associée de sorte qu'elle ne doit pas être considérée dans le courant de *spill*. Comme pour l'analyse gadolinium, il convient d'évaluer l'incertitude systématique liée à la méthode de comparaison des deux simulations. Celle-ci réside principalement dans les différences d'efficacités des coupures en énergies prompte et retardée¹. Les écarts observés sont inférieurs au pourcent dans la cible et le *gamma-catcher* et de l'ordre du pourcent dans les autres volumes. Ils conduisent à une variation de 0,73 % du nombre total d'événements sélectionnés. Cette variation, plus importante que dans le cas de l'analyse gadolinium, reflète une moins bonne maîtrise des cartes d'efficacités, extraites de GEANT4 et employées dans Tripoli-4, en raison d'un nombre de volumes accru mais aussi des plus fortes variations de l'efficacité de détection au sein des volumes, en particulier dans le *gamma-catcher* et dans le *buffer*.

Le fait que la coupure sur la distance séparant événements prompt et retardé soit appliquée sur les positions réelles et non reconstruites pourrait constituer une source d'incertitude systématique. En effet, même si la reconstruction des événements est totalement indépendante de la physique des neutrons, des distributions *réelles* différentes sont susceptibles de conduire à des distributions reconstruites dont la proportion d'événements coupés évolue. Cependant, les distributions des distances varient peu entre Tripoli-4 et GEANT4, par conséquent cette incertitude systématique est négligée dans le cadre des développements de nouvelles coupures de l'analyse gadolinium en vue d'une publication ultérieure [217]. L'incertitude sur cette coupure en position étant déjà évaluée et prise en compte dans le cadre de l'analyse hydrogène, nous négligeons l'impact résiduel sur les effets de bord devant les erreurs systématiques qui atteignent environ le pourcent.

Finalement, en sommant en quadrature les deux contributions considérées, l'estimation de l'incertitude induite par les effets de bord sur le nombre total d'événements sélectionnés s'élève à 0,87 %.

Optimisation des coupures de sélection de l'analyse gadolinium et courant de *spill*

Les efficacités de détection des neutrons produits dans la cible et à l'extérieur diffèrent, de sorte que la valeur des courants entrants de neutrons dépend des coupures de sélection. En par-

1. Rappelons qu'un facteur de correction est appliqué dans Tripoli-4 de sorte que les efficacités globales de détection dans chaque volume coïncident avec la simulation GEANT4. Cependant, des différences résiduelles demeurent dans l'efficacité des coupures de sélection liées à l'énergie visible, implémentée dans Tripoli-4 par des cartes en fonction de la position et du volume considérés.

ticulier, la coupure sur l'intervalle de temps séparant événements prompt et retardé, ou coupure ΔT , s'avère particulièrement sensible en raison des différences importantes des constantes de temps dans la cible, contenant du gadolinium, et dans les volumes adjacents. La figure 4.10 illustre bien le fait que selon la position de la coupure, la proportion de neutrons entrants varie.

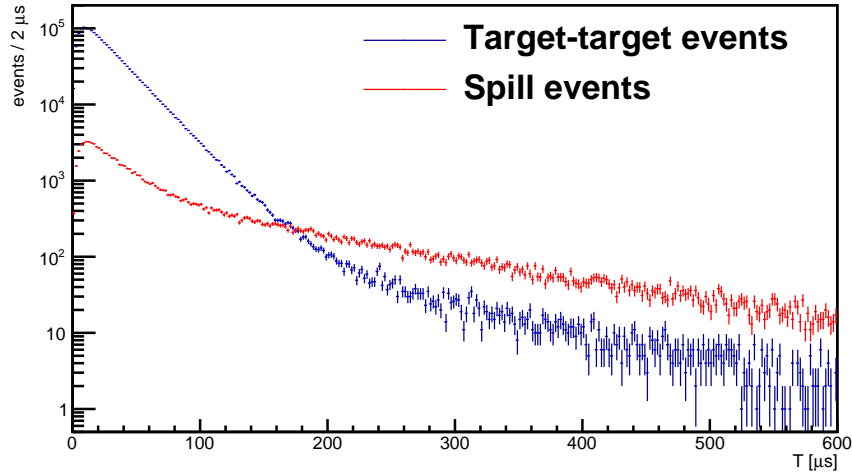


FIGURE 4.10 – Distributions des intervalles de temps séparant événements prompt et retardé lorsque ceux-ci sont tous deux situés dans la cible (en bleu) ou lorsque seul l'événement retardé s'y trouve (en rouge). La composante au-delà de 200 μs de la courbe bleue est due aux neutrons changeant de volume avant de revenir dans la cible.

Dans le cadre d'études d'optimisation des coupures de sélection en vue d'une publication ultérieure de la collaboration, nous avons étudié leur impact sur la valeur du courant net de *spill* et sur celle de l'incertitude systématique associée. Les principales caractéristiques des nouvelles coupures résident dans leur élargissement, de sorte que leur inefficacité soit très réduite et l'incertitude associée très faible. Par exemple, la coupure de sélection de la capture radiative du neutron sur le gadolinium a été élargie de [6 ; 12] MeV à [4 ; 10] MeV. D'autre part, des améliorations apportées au rejet des événements de bruit lumineux corrélé (cf. section 3.2) ont permis de réduire la valeur inférieure de la coupure ΔT de 2 à 0,5 μs . Plusieurs valeurs ont été envisagées pour la borne supérieure de cette coupure. Nous avons étudié l'impact de cette limite supérieure sur les effets de bord et l'incertitude induite sur le nombre total de $\bar{\nu}_e$ sélectionnés (cf. TAB. 4.3).

coupure ΔT (μs)	Φ_{Spill}^{det} GEANT4	Φ_{Spill}^{det} Tripoli-4	diffé- rence	incert. rel. sur $\Phi_{Spill-G4}^{det}$	incert. rel. sur la norma- lisation totale des $\bar{\nu}_e$
[0,5 ; 100]	1,67 %	1,77 %	0,10	5,8 %	0,10 %
[0,5 ; 125]	1,89 %	2,07 %	0,18	9,5 %	0,18 %
[0,5 ; 150]	2,08 %	2,36 %	0,27	13,0 %	0,27 %
[0,5 ; 175]	2,25 %	2,58 %	0,32	14,5 %	0,33 %
[0,5 ; 200]	2,39 %	2,77 %	0,38	16,0 %	0,38 %

TABLE 4.3 – Évolution des courants nets de *spill* et de l'incertitude systématique associée dans les simulations GEANT4 et Tripoli-4 selon la valeur de la limite supérieure de la coupure ΔT .

Il apparaît que plus la valeur supérieure de la coupure ΔT augmente, plus les effets de bord augmentent, tout comme les écarts relatifs entre simulations, ce qu'illustre bien la figure 4.11. L'augmentation du courant net de *spill* se justifie par la proportion croissante d'événements de

spill-in avec le temps. En effet, les constantes de temps caractéristiques des captures des neutrons provenant de la cible et du *gamma-catcher* diffèrent : elles sont dominées par les constantes de temps respectives dans ces domaines, même si l'on observe des composantes dues aux changements multiples de volumes (cf. FIG. 4.10). Une part importante des candidats intégrés au-delà de 100 μs sont des événements de *spill-in* ; au-delà de 150 μs , ils en constituent la majorité. L'accroissement de l'écart entre Tripoli-4 et GEANT4 s'explique par le fait qu'en augmentant la limite supérieure de la coupure ΔT , on devient de plus en plus sensible aux neutrons ayant diffusé pendant plus longtemps, c'est-à-dire à ceux que la modélisation des liaisons moléculaires affecte le plus.

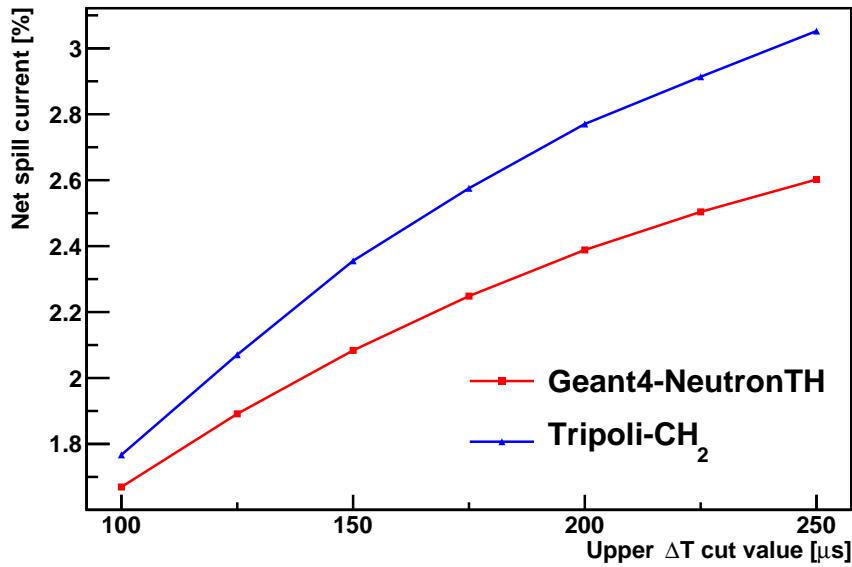


FIGURE 4.11 – Évolution de courant net de *spill* en fonction de la valeur supérieure de la coupure ΔT . Non seulement la valeur du courant de *spill* augmente, mais également l'écart entre GEANT4 et Tripoli-4.

Ces résultats, associés à des considérations relatives au bruit de fond accidentel et aux efficacités de détection, ont permis de fixer la valeur supérieure de la coupure ΔT à 150 μs [218].

4.3 Conclusion et perspectives

L'étude des phénomènes liés à la physique des neutrons, en particulier les effets de bord, dans Tripoli-4 avait des buts multiples. En premier lieu, il s'agissait de s'assurer que la modélisation analytique du lot NeutronTH donnait de bons résultats. En second lieu, la comparaison entre les deux codes devait permettre d'évaluer les incertitudes systématiques liées à la modélisation de la physique des neutrons.

Le premier point a pu être validé. Même si des différences demeurent dans les résultats des simulations Tripoli-4 et GEANT4, elles se situent à des niveaux bien inférieurs à celles observées en l'absence du lot NeutronTH [208, 213]. Il n'est pas nécessaire de corriger un quelconque biais engendré par la modélisation de la physique des neutrons avec NeutronTH ; une incertitude de normalisation de quelques pour mille lui est associée de manière à prendre en compte la différence entre les deux codes de simulation.

D'autre part, l'utilisation de simulations décrivant précisément la géométrie et la cinéma-

tique de la réaction β inverse permet de réduire significativement l'incertitude systématique par rapport aux méthodes utilisées précédemment : de 0,30 % à 0,14 % pour l'analyse gadolinium, et de 1,17 % à 0,87 % dans le cas de l'analyse hydrogène.

Une étude complète, approfondie et quantitative de l'ensemble des incertitudes systématiques liées à la modélisation de la physique des neutrons ne pourra être envisagée que dans le cadre d'un couplage réel entre les codes GEANT4 et Tripoli-4, c'est-à-dire une intégration grâce à laquelle les interactions des neutrons simulés dans le premier pourront être modélisées par le second. Nous avons vu en effet que la méthode de comparaison des deux simulations — en particulier l'utilisation dans Tripoli-4 de cartes d'efficacités extraites de GEANT4 — génère une part non négligeable de l'incertitude finale, dominant même dans le cas de l'analyse hydrogène.

Ainsi la modélisation de la physique du neutron serait améliorée, permettant une réduction des incertitudes systématiques, non seulement concernant les effets de bord, mais également relatives aux inefficacités associées aux différentes coupure de sélection de l'événement retardé. Mais il s'agit là de développements conséquents à plus longs termes.

Chapitre 5

Ajustement du paramètre de mélange θ_{13}

Pour le savant, croire la science achevée est toujours une illusion aussi complète que le serait pour l'historien de croire l'histoire terminée.

Louis de BROGLIE¹

UNE fois établies la sélection des candidats neutrinos et les estimations des bruits de fond, l'ajustement du paramètre de mélange θ_{13} peut être réalisé. Préalablement, la prédiction des spectres des antineutrinos émis est nécessaire. Celle-ci se fonde sur une simulation précise des deux réacteurs. On procédera en outre au bilan complet des erreurs systématiques liées aux techniques de détection et à la prédiction du nombre des interactions par réaction β inverse.

Les techniques utilisées pour l'ajustement, tirant parti seulement du taux du détection ou également de la forme du spectre, seront présentées.

5.1 Prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$ des réacteurs

La mesure du spectre des électrons émis par la décroissance β^- des produits de fission ainsi que la procédure de conversion appliquée afin d'obtenir le spectre des $\bar{\nu}_e$ ont été présentées en section 1.1.1. Le nombre et l'évolution dans le temps des taux de fission des quatre isotopes contributeurs dans chacun des deux réacteurs doivent être calculés pour estimer le flux et le spectre des $\bar{\nu}_e$ attendus dans le détecteur lointain de Double Chooz.

5.1.1 Des spectres de référence à la prédiction du flux $\bar{\nu}_e$ à Chooz

Le nombre d'interactions de neutrinos attendues se décompose en deux facteurs : l'un lié à la source — les réacteurs —, l'autre au détecteur. Il s'écrit :

$$\tau_{\bar{\nu}_e}^{\text{att}}(E, t) = \sum_{R=1}^2 \frac{N_p \epsilon_{\text{det}}}{4\pi L_R^2} \frac{P_{\text{th}}^R(t)}{\langle E_f \rangle_R} < \sigma_f \rangle_R \quad (5.1)$$

où N_p représente le nombre de protons cibles, ϵ_{det} l'efficacité de détection, L_R la distance d'un réacteur au détecteur, P_{th}^R la puissance thermique instantanée, $\langle E_f \rangle$ l'énergie moyenne libérée

1. Louis de BROGLIE, *Physique et microphysique*, 1956.

par fission et $\langle \sigma_f \rangle$ la section efficace moyenne par fission de la réaction β inverse. Le terme $1/4\pi L_R^2$ correspond à l'angle solide avec lequel un réacteur « voit » le détecteur. Le rapport $P_{th}^R / \langle E_f \rangle_R$ donne quant à lui le taux de fission instantané.

Le nombre de protons cibles est connu avec une incertitude de 0,3 % grâce à des mesures de pesée [219]. L'évaluation de la puissance thermique du réacteur se fonde sur deux types de mesures. Le bilan enthalpique dans les générateurs de vapeur¹ effectué régulièrement assure l'ancrage absolu tandis que des mesures de température dans le circuit primaire fournit le suivi relatif [220]. L'incertitude finale s'élève à 0,5 %.

L'énergie moyenne libérée par fission dans chaque réacteur s'obtient comme suit :

$$\langle E_f \rangle_R = \sum_k \alpha_k^R(t) \langle E_f \rangle_k \quad \text{avec} \quad k = \{^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}\} \quad (5.2)$$

où les α_k^R désignent les taux de fission normalisés des quatre isotopes contributeurs et $\langle E_f \rangle_k$ les énergies moyennes libérées par la fission de l'un de ces isotopes. Ces dernières sont connues et tabulées (cf. section 1.1.1, TAB. 1.1). La connaissance des taux de fission de chaque isotope et de leur évolution temporelle s'avère par conséquent fondamentale.

Ceux-ci interviennent également dans la section efficace moyenne par fission :

$$\langle \sigma_f \rangle_R = \sum_k \alpha_k^R(t) \langle \sigma_f \rangle_k = \sum_k \alpha_k^R(t) \int_0^\infty S_{\bar{\nu}_e}^k(E) \sigma_{IBD}(E) dE \quad (5.3)$$

où $S_{\bar{\nu}_e}^k$ représente le spectre des neutrinos émis par la fission d'un isotope donné (cf. section 1.1.1) et σ_{IBD} la section efficace de la réaction β inverse.

Il ne s'agit donc pas à proprement parler d'une section efficace, mais plutôt du produit de la section efficace de la réaction de détection par le spectre des $\bar{\nu}_e$ émis, intégré sur l'ensemble de la gamme en énergie et pondéré par la contribution relative de chacun des quatre isotopes contributeurs.

Une simulation précise des deux cœurs de la centrale est donc réalisée de manière à évaluer à chaque instant du cycle la part des fissions due à chaque isotope avec une incertitude minimale. Cette simulation utilise le code MURE [194, 221], un Monte-Carlo évoluant qui permet de modéliser le transport des neutrons en trois dimensions dans un cœur complet. Elle se fonde sur les données des relevés de puissance fournis par EDF. L'estimation de l'incertitude systématique sur les taux de fission repose sur la comparaison des résultats de MURE et de DRAGON, un code déterministe de simulation de réacteurs. Lors de ces simulations, on fait également varier les paramètres caractéristiques du cœur tels que la concentration en bore, la position des barres de contrôle ou encore la densité du modérateur autour de leurs valeurs nominales. Ces deux codes ont par ailleurs été comparés à des données de référence provenant de l'analyse du combustible utilisé du réacteur Takahama-3 [222].

Cependant, malgré le soin apporté à ces simulations, l'incertitude provenant de la conversion des spectres d'électrons en spectres $\bar{\nu}_e$ conduit à une incertitude totale d'environ 2,5 % sur la section efficace moyenne $\langle \sigma_f \rangle$. Une méthode alternative a été choisie afin de réduire encore cette incertitude.

5.1.2 L'expérience Bugey 4 : détecteur proche de Double Chooz

La stratégie adoptée consiste à employer une mesure de cette section efficace moyenne $\langle \sigma_f \rangle$. Le choix se porte naturellement sur l'expérience Bugey 4 qui a réalisé la mesure la plus précise du flux des $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs [223], avec une incertitude de 1,4 %. Cette technique a

1. Lieu d'échange de chaleur entre les circuits primaire et secondaire dans les réacteurs à eau pressurisée.

également été employée par la collaboration CHOOZ [40]. La composition et l'évolution des cœurs étant différentes dans les deux expériences, la section efficace moyenne doit être corrigée comme suit :

$$\langle \sigma_f \rangle_R = \langle \sigma_f \rangle^{\text{Bugey4}} + \sum_k \left[\alpha_k^R(t) - \alpha_k^{\text{Bugey4}}(t) \right] \langle \sigma_f \rangle_k \quad (5.4)$$

On parle alors de l'expérience Bugey 4 comme *point d'ancrage* pour Double Chooz. Ceci permet en outre de s'affranchir de l'effet de l'éventuelle oscillation à courte distance de propagation associée à l'anomalie réacteur (cf. section I-2.3). L'appui sur la mesure du Bugey conduit à une réduction significative de l'incertitude totale sur la normalisation de la prédiction du flux d'antineutrinos de 2,7 % à 1,8 % environ (cf. TAB. 5.1).

Source d'incertitude	Valeur	Normalisation uniquement
P_{th}	0,50 %	oui
$\langle \sigma_f \rangle^{\text{Bugey4}}$	1,42 %	oui
$S_k(E) \sigma_{\text{IBD}}(E)$	0,17 %	non
$\langle E_f \rangle$	0,16 %	non
L_R	0,04 %	oui
α_k^R	0,88 %	non
Total	1,76 %	—

TABLE 5.1 – **Incertainitudes liées à la prédiction du taux de neutrinos attendus [115].** Certaines valeurs affectent uniquement la normalisation, d'autres également la forme du spectre en énergie.

5.2 Incertitudes

5.2.1 Analyse gadolinium

Les incertitudes peuvent être regroupées en cinq catégories : la prédiction des spectres des $\bar{\nu}_e$ des réacteurs (cf. section 5.1), la réponse du détecteur (cf. section 2.2), l'efficacité de détection (cf. chapitre 4), les bruits de fond (cf. sections 3.3 & 3.4) et enfin la statistique.

Le tableau 5.2 résume les différentes sources d'incertitude, leur valeur relativement au signal et leur évolution entre les deux premières publications de Double Chooz pour l'analyse gadolinium.

Deux évolutions majeures ont été accomplies entre les deux publications : la réduction des incertitudes associées aux bruits de fond et à l'échelle en énergie. Des études approfondies ont permis de mieux comprendre et caractériser les bruits de fond corrélés. En outre, une coupure supplémentaire conduit à la réduction du taux de bruit de fond dû aux isotopes cosmogéniques. D'autre part, une méthode différente a été appliquée pour la détermination de l'échelle en énergie et de l'incertitude associée.

Il apparaît que l'analyse gadolinium bute désormais sur la valeur — incompressible tant que l'expérience ne compte qu'un détecteur — de 1,8 % d'incertitude de la prédiction des spectres de $\bar{\nu}_e$. La prise de données à deux détecteur permettra d'annuler presque totalement cette incertitude, seules demeurant des corrections de second ordre. De même, les deux détecteurs étant identiques, les incertitudes de détection seront considérablement réduites. L'incertitude sera alors fortement dominée par la différence des bruits de fond corrélés entre les deux sites.

Source d'incertitude	Première publication	Seconde publication
Prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$	1,8 %	1,8 %
Échelle en énergie	1,7 %	0,3 %
Nombre de protons cibles	0,3 %	0,3 %
Total détecteur	1,7 %	0,4 %
Fraction de captures sur Gd	0,6 %	0,3 %
Coupure en énergie retardée	0,6 %	0,7 %
Coupure ΔT	0,5 %	0,5 %
Efficacité du déclenchement	0,4 %	< 0,1 %
Effets de bords	0,4 %	0,3 %
Total efficacité de détection	1,1 %	1,0 %
Neutrons rapides et désintégrations de muons	0,9 %	0,5 %
Isotopes cosmogéniques	2,8 %	1,4 %
Accidentels	< 0,1 %	< 0,1 %
Total bruits de fond	3,0 %	1,6 %
Statistique	1,6 %	1,1 %

TABLE 5.2 – **Résumé des incertitudes de l'analyse gadolinium** rapportées au signal et de leur évolution entre les deux premières publications [72, 115].

5.2.2 Analyse hydrogène

La prédiction du flux d'antineutrinos attendus est commune aux deux canaux d'analyse, si bien que l'incertitude associée, 1,8 %, est identique (cf. TAB. 5.3). En revanche, l'incertitude associée au détecteur augmente significativement, en raison de l'incertitude sur le nombre de protons dans le *gamma-catcher*, mesuré avec moins de précision que pour le volume cible. De même, la systématique associée à l'efficacité de détection est dominée par les effets de bord, plus importants et moins bien maîtrisés que dans le cas de l'analyse gadolinium (cf. chapitre 4), conduisant à une augmentation sensible. La soustraction du bruit de fond accidentel — environ un candidat sur deux (cf. TAB. 5.5) — conduit à une incertitude similaire à l'analyse gadolinium sur le nombre de $\bar{\nu}_e$ malgré une augmentation conséquente du nombre de candidats neutrinos : 36 284 contre 8249 (cf. section 5.4).

5.3 Définition du χ^2

L'estimation du paramètre θ_{13} repose sur la comparaison du spectre des candidats $\bar{\nu}_e$ détectés et de simulations Monte-Carlo contenant signal $\bar{\nu}_e$ et bruits de fond pour lesquels les mêmes coupures de sélection sont appliquées. Des facteurs de correction sont utilisés pour que les efficacités de détection entre données et simulations se correspondent, uniquement lorsque cela s'avère nécessaire (cf. section 4.2).

Dix-huit *bins* de taille variable couvrent le spectre d'énergie des événements prompts de 0,7 MeV à 12,2 MeV. L'ensemble des données est divisé en deux périodes d'analyse distinctes : l'une lorsque la puissance de l'un des réacteur se situe en deçà de 20 % de sa puissance nomi-

Source d'incertitude	Valeur
Prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$	1,8 %
Échelle en énergie	0,3 %
Nombre de protons cibles	0,9 %
Total détecteur	1,0 %
Efficacité des coupures	0,4 %
Effets de bords	1,2 %
Total efficacité de détection	1,3 %
Neutrons rapides et désintégrations de muons	0,6 %
Isotopes cosmogéniques	1,6 %
Bruit lumineux corrélé	0,1 %
Accidentels	0,2 %
Total bruits de fond	1,7 %
Statistique	1,1 %

TABLE 5.3 – **Résumé des incertitudes de l'analyse hydrogène** rapportées au signal [116].

nale, l'autre dans le cas contraire — qui correspond en pratique au cas où les deux réacteurs sont en puissance. Le rapport signal sur bruit diffère par conséquent pour ces deux périodes (cf. TAB. 5.4), ajoutant ainsi une contrainte supplémentaire sur les bruits de fond dans l'ajustement qui compte finalement trente-six *bins*. Dans le cas de l'analyse hydrogène, une seule période d'intégration est considérée. L'augmentation du bruit de fond accidentel réduit en effet l'évolution du rapport signal sur bruit en fonction de la puissance des réacteurs.

Le nombre d'événements attendus dans chaque *bin* d'énergie et pour une période d'intégration donnée se compose des contributions des deux réacteurs et des différents bruits de fond :

$$N_i^{\text{att}} = \sum_{R=1,2} N_i^{\bar{\nu}_e, R} + \sum_b N_i^b \quad (5.5)$$

où l'indice b représente les trois types de bruits de fond : isotopes cosmogéniques, neutrons rapides et désintégrations de muons ainsi que coïncidences accidentelles. La somme sur tous les *bins* en énergie de ces contributions est résumée dans le tableau 5.4. L'équivalent pour l'analyse hydrogène est rapporté par le tableau 5.5.

L'estimation du paramètre θ_{13} est donnée par la minimisation d'un χ^2 muni de paramètres de nuisance qui tire parti aussi bien de l'information en déficit de taux de détection qu'en déformation du spectre d'énergie dus à l'oscillation :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left(N_i^{\text{obs}} - N_i^{\text{att}} \right) (\mathcal{M}_{ij})^{-1} \left(N_j^{\text{obs}} - N_j^{\text{att}} \right)^T + \frac{(\epsilon_{\text{NR}} - 1)^2}{\sigma_{\text{NR}}^2} + \frac{(\epsilon_{\text{Li}} - 1)^2}{\sigma_{\text{Li}}^2} + \frac{(\alpha_{\text{étal}} - 1)^2}{\sigma_{\alpha_{\text{étal}}}^2} + \frac{(\Delta m_{31}^2 - (\Delta m_{31}^2)_{\text{MINOS}})^2}{\sigma_{\text{MINOS}}^2} \quad (5.6)$$

où les paramètres de nuisance ϵ_{NR} et ϵ_{Li} sont associés aux taux des bruits de fond de neutrons rapides et de ^9Li respectivement ; le paramètre $\alpha_{\text{étal}}$ prend en compte linéairement une variation de l'échelle en énergie dans l'incertitude associée, soit 1,13 % pour l'analyse gadolinium et 1,69 %

		Deux réacteurs en puissance	$P_{th} < 20\%$ pour un réacteur	Total
Durée d'analyse (en jours)		139,27	88,66	227,93
Nombre de candidats $\bar{\nu}_e$		6088	2161	8249
Événements attendus	$\bar{\nu}_e$ du réacteur B1	2910,9	774,6	3685,5
	$\bar{\nu}_e$ du réacteur B2	3422,4	1331,7	4754,1
	^9Li et ^8He	174,1	110,8	284,9
	Neutrons rapides et désintégrations de μ	93,3	59,4	152,7
	Accidentels	36,4	23,1	59,5
	Total	6637,1	2299,7	8936,8

TABLE 5.4 – Événements observés et prédits pour l'analyse gadolinium [115].

Source		Total
Durée d'analyse (en jours)		240,1
Nombre de candidats $\bar{\nu}_e$		36 284
Événements attendus	$\bar{\nu}_e$ (sans oscillation)	17 690
	^9Li et ^8He	680
	Neutrons rapides et désintégrations de μ	600
	Accidentels	17 630
	Bruit lumineux	80
	Total attendu	36 680

TABLE 5.5 – Événements observés et prédits pour l'analyse hydrogène [116].

pour l'analyse hydrogène (cf. section 2.2.2) ; finalement, un paramètre de nuisance permet de faire varier la valeur de Δm_{31}^2 autour de la valeur mesurée par MINOS [224] dont l'erreur a été rendue symétrique.

La matrice \mathcal{M}_{ij} représente la matrice de covariance, elle comporte plusieurs contributions :

$$\mathcal{M}_{ij} = \mathcal{M}_{ij}^{\text{réacteur}} + \mathcal{M}_{ij}^{\text{détecteur}} + \mathcal{M}_{ij}^{\text{statistique}} + \mathcal{M}_{ij}^{\text{efficacité}} + \sum_b \mathcal{M}_{ij}^b \quad (5.7)$$

où chaque terme $\mathcal{M}_{ij}^S = \text{cov}(N_i^{\text{att}}, N_j^{\text{att}})^S$ pour les différentes sources S .

La matrice $\mathcal{M}_{ij}^{\text{réacteur}}$ représente les incertitudes et corrélations du signal $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs et converti en énergie détectée reconstruite dans le détecteur. Pour établir cette matrice, une seule simulation complète du détecteur a été réalisée, qui a permis d'extraire sa réponse, c'est-à-dire de caractériser la conversion entre énergie du neutrino incident et énergie reconstruite dans le détecteur. Ensuite, dix mille spectres de neutrinos incidents ont été générés, en suivant les erreurs sur le contenu dans chaque *bin* et leurs corrélations [225]. La simulation unique de la réponse du détecteur permet de propager ces spectres incidents générés en spectres d'énergie reconstruite et d'en estimer les corrélations.

La matrice de covariance du détecteur $\mathcal{M}_{ij}^{\text{détecteur}}$ prend en compte l'incertitude liée à l'échelle en énergie de la réponse du détecteur (cf. section 2.2.2). Elle est implémentée en décalant les énergies reconstruites d'un facteur correspondant au paramètre de nuisance $\alpha_{\text{étal}}$.

La matrice de covariance statistique $\mathcal{M}_{ij}^{\text{statistique}}$ est une matrice diagonale prenant en compte l'incertitude statistique du signal détecté, incluant les bruits de fonds : $\mathcal{M}_{ii}^{\text{statistique}} = N_i^{\text{obs}}$.

La matrice $\mathcal{M}_{ij}^{\text{efficacité}}$ introduit les incertitudes liées aux efficacités de détection et leurs éventuelles corrélations. Elle rend compte du nombre de protons cibles, de la fraction de capture sur le gadolinium, des différentes coupures de sélection et des effets de bord (cf. chapitre 4).

Les trois matrices \mathcal{M}_{ij}^b décrivent les incertitudes associées aux différents types de bruit de fond. Le bruit de fond accidentel, connu avec une grande précision — aussi bien en taux qu'en forme spectrale — grâce aux fenêtres de coïncidences décalées (cf. section 3.3), est inclus comme une matrice diagonale en négligeant les corrélations. Les deux matrices de covariance associées d'une part aux neutrons rapides et à la désintégration des muons et d'autre part aux isotopes cosmogéniques rendent compte des incertitudes sur les formes respectives de leur spectre en énergie, leur normalisation étant implémentée par les paramètres de nuisance ϵ_{NR} et ϵ_{Li} .

5.4 Résultats de l'ajustement de θ_{13}

5.4.1 Analyse gadolinium

Deux types d'analyses peuvent être réalisées : d'une part une analyse tirant parti du taux de détection et de la forme du spectre, d'autre part une analyse utilisant uniquement le taux de détection. Dans ce second cas, observations et prédictions ne sont pas comparées dans chaque *bin* d'énergie mais sont intégrées sur l'ensemble du spectre avant d'être comparées.

L'analyse en taux seul conduit à l'estimation suivante du paramètre θ_{13} :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,170 \pm 0,035 \text{ (stat.)} \pm 0,040 \text{ (syst.)} \quad (5.8)$$

En ajoutant l'information donnée par la déformation spectrale (cf. FIG. 5.1), on obtient :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,109 \pm 0,030 \text{ (stat.)} \pm 0,025 \text{ (syst.)} \quad (5.9)$$

Il apparaît ainsi que le déficit de détection de $\bar{\nu}_e$ observé est bien compatible avec le signal de distorsion spectrale attendu d'une oscillation avec le Δm_{31}^2 mesuré par MINOS [224]. La prise en compte de la forme du signal ajoute une contrainte supplémentaire sur les bruits de fond, en particulier sur celui généré par les isotopes cosmogéniques qui constituent l'essentiel du signal au-delà de 8 MeV. C'est ce qui explique la variation de la valeur centrale de l'estimation de θ_{13} entre les deux ajustements.

Paramètre	Valeur d'entrée	Valeur au meilleur ajustement
${}^9\text{Li}$ et ${}^8\text{He}$ (ϵ_{Li})	$1,25 \pm 0,54$ par jour	$1,00 \pm 0,29$ par jour
Neutrons rapides et désintégrations de muons (ϵ_{NR})	$0,67 \pm 0,20$ par jour	$0,64 \pm 0,13$ par jour
Échelle d'énergie ($\alpha_{\text{étal}}$)	$1,000 \pm 0,011$	$0,986 \pm 0,007$
Δm_{31}^2	$(2,32 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	$(2,32 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$

TABLE 5.6 – Valeurs d'entrée et évolution des paramètres de nuisance pour l'analyse gadolinium [115].

Cette observation est vérifiée par l'évolution des paramètres de nuisance entre l'entrée et la sortie de l'ajustement (cf. TAB. 5.6). Tous les paramètres sont très stables, à l'exception de celui associé aux isotopes cosmogéniques, lequel diminue sensiblement tout en restant dans sa plage

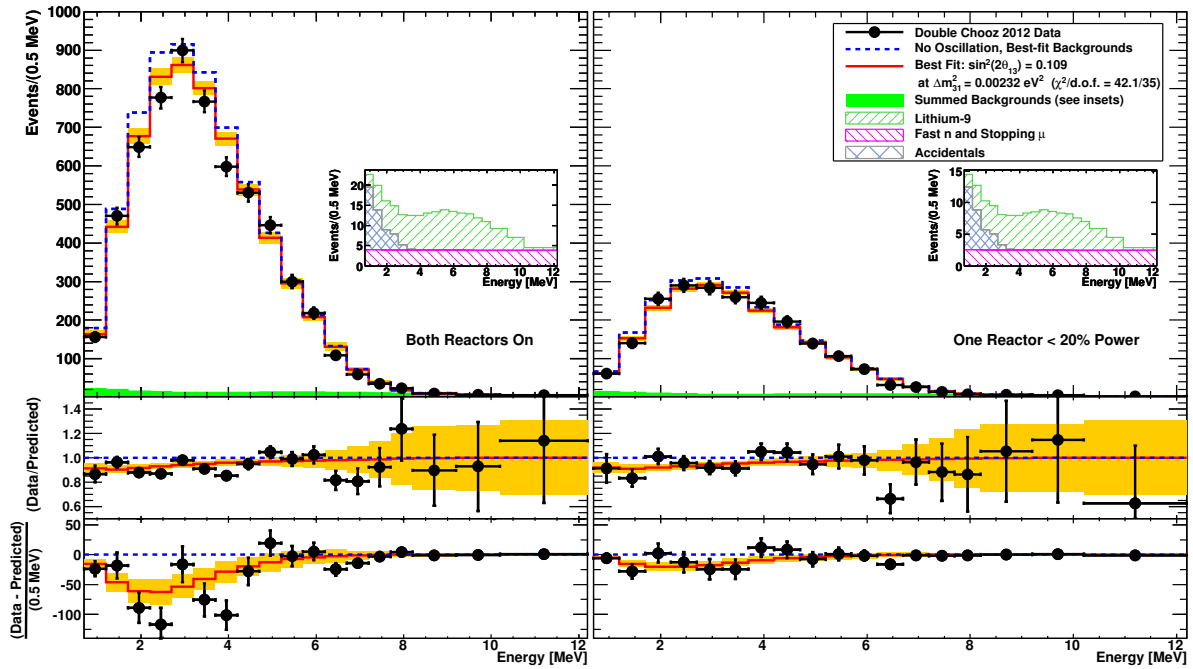


FIGURE 5.1 – Spectres des candidats $\bar{\nu}_e$ et des bruits de fond pour le meilleur ajustement dans les deux périodes d'intégration [115]. Le déficit d'événements détectés en fonction de l'énergie est représenté dans le cadre inférieur : il est compatible avec un signal d'oscillation en L/E.

d'incertitude. La légère surestimation du taux d'événements liés au ^9Li dans l'analyse en taux seul conduit à la surestimation du nombre d'événements attendus ; une diminution du paramètre de nuisance ϵ_{Li} entraîne naturellement une diminution du nombre d'événements attendus, et partant de θ_{13} .

Comparaison avec l'analyse en fonction de la variation de la puissance des réacteurs

Une analyse complémentaire se fondant sur le taux de détection seul, mais étudié en fonction du taux attendu — c'est-à-dire en fonction de la puissance des réacteurs —, a été menée. Cette analyse est représentée par le sigle RRM, de l'anglais *reactor rate modulation*. Celle-ci a été présentée en section 3.5.3, nous n'en reprenons ici que les conclusions (cf. TAB. 5.7).

Analyse	$\sin^2 2\theta_{13}$	Taux de bruits de fond (événements par jour)
Taux seul	$0,170 \pm 0,053$	$2,2 \pm 0,6$
Taux & forme	$0,109 \pm 0,039$	$1,9 \pm 0,3$
RRM (sans mesure des bruits de fond)	$0,20 \pm 0,09$	$2,8 \pm 1,5$
RRM (avec mesure des bruits de fond)	$0,10 \pm 0,04$	$1,1 \pm 0,5$

TABLE 5.7 – Résumé des différentes analyses dans le canal gadolinium.

Une tension, indiquant l'éventualité d'un biais, se fait jour dans l'évaluation du taux de bruits de fond. L'ajout d'une contrainte supplémentaire — soit la forme du spectre en énergie, soit la mesure du taux de bruit de fond lors de l'arrêt simultané des réacteurs — permet de converger vers des valeurs centrales très proches pour θ_{13} . Remarquons cependant que, bien que ces tensions existent, les estimations aussi bien de θ_{13} que du taux de bruit de fond demeurent compatibles dans les différentes analyses.

5.4.2 Analyse hydrogène

L'analyse en taux seul conduit à l'estimation suivante du paramètre θ_{13} :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,044 \pm 0,022 \text{ (stat.)} \pm 0,056 \text{ (syst.)} \quad (5.10)$$

En ajoutant l'information donnée par la déformation spectrale (cf. FIG. 5.2), on obtient :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,097 \pm 0,034 \text{ (stat.)} \pm 0,034 \text{ (syst.)} \quad (5.11)$$

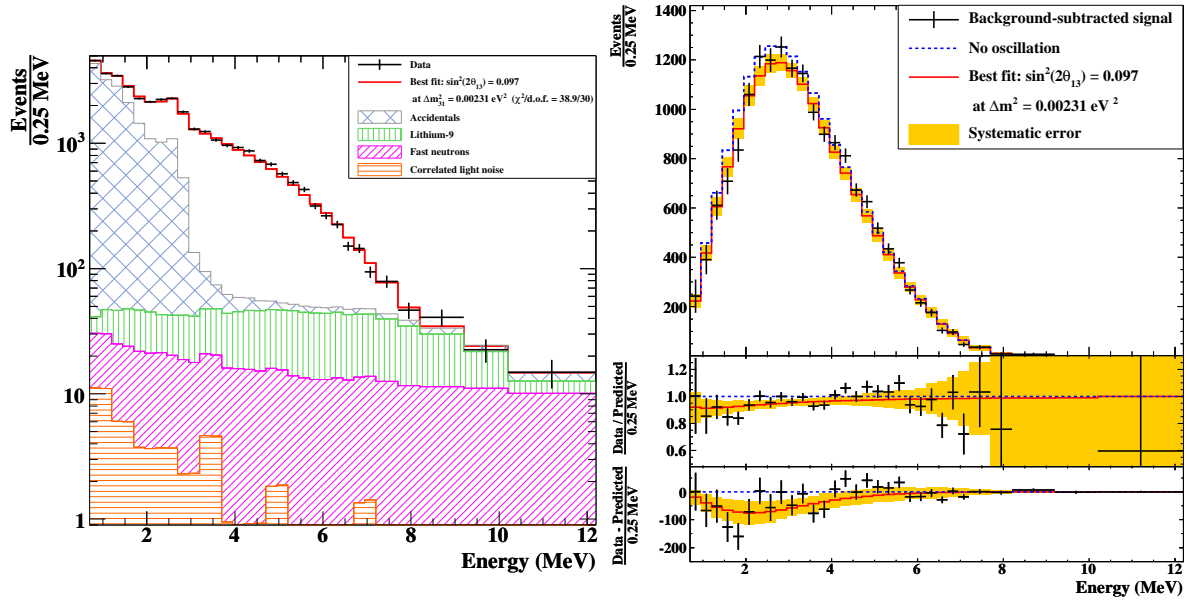


FIGURE 5.2 – Spectres des candidats $\bar{\nu}_e$ et des bruits de fond pour le meilleur ajustement avant (à gauche) et après (à droite) soustraction des bruits de fond dans l'analyse hydrogène.

On remarque que si les valeurs centrales données par les analyses en taux uniquement diffèrent dans les deux canaux — gadolinium et hydrogène —, les résultats des analyses en taux et forme sont en très bon accord. Il est à noter cependant que les variations observées restent compatibles entre elles dans leurs barres d'erreur. Par rapport à l'analyse gadolinium, on note la tendance inverse : l'information en forme tend à augmenter la valeur de θ_{13} . L'origine de cette variation est bien la même : l'estimation du bruit de fond cosmogénique (cf. TAB. 5.8).

Paramètre	Valeur d'entrée	Valeur au meilleur ajustement
${}^9\text{Li}$ et ${}^8\text{He}$ (ϵ_{Li})	$2,8 \pm 1,2$ par jour	$3,9 \pm 0,6$ par jour
Neutrons rapides et désintégrations de muons (ϵ_{NR})	$2,5 \pm 0,5$ par jour	$2,6 \pm 0,4$ par jour
Échelle d'énergie ($\alpha_{\text{étal}}$)	$1,00 \pm 0,02$	$0,99 \pm 0,01$
Δm_{31}^2	$(2,32 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	$(2,31 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$

TABLE 5.8 – Valeurs d'entrée et évolution des paramètres de nuisance pour l'analyse hydrogène [116].

Dans ce cas, l'évaluation initiale en entrée de l'ajustement sous-estime légèrement le taux de bruit de fond cosmogénique, conduisant à une valeur plus faible de θ_{13} qui est relevée jusqu'à

une valeur très proche de celle de l'analyse gadolinium grâce à l'information provenant de la forme du spectre.

5.4.3 Bilan

La statistique accumulée permet de mener un ajustement grâce à un χ^2 et des paramètres de nuisance comparant observations et prédictions dans des *bins* d'énergie et en fonction de la puissance des réacteurs, tirant ainsi parti à la fois de la norme du signal et de son spectre en énergie. L'analyse en taux et forme s'avère particulièrement robuste grâce à une bonne contrainte des niveaux de bruits de fond dans la partie du spectre à haute énergie. L'analyse gadolinium conduit à l'estimation suivante du paramètre de mélange : $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,109 \pm 0,030$ (stat.) $\pm 0,025$ (syst.). Une analyse fréquentiste permet alors de rejeter l'hypothèse de non oscillation à un degré de confiance de $2,9 \sigma$ [115].

L'analyse hydrogène, reposant sur un échantillon de candidats neutrinos distincts, donne une estimation largement indépendante et en très bon accord malgré une incertitude plus élevée : $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,097 \pm 0,034$ (stat.) $\pm 0,034$ (syst.).

Certains aspects de l'analyse peuvent encore être améliorés — comme nous l'avons montré au chapitre 4 concernant la maîtrise des effets de bord — et la statistique augmente avec la durée de la prise de données. Cependant, l'incertitude de 1,8 % associée à la prédiction des flux d'antineutrinos émis par les réacteurs constitue une butée que seule la prise de données avec les deux détecteurs identiques permettra de lever d'ici quelques mois.

TROISIÈME PARTIE

PROJET STEREO

Chapitre 1

Genèse du projet

There are two possible outcomes: if the result confirms the hypothesis, then you've made a measurement. If the result is contrary to the hypothesis, then you've made a discovery.

Enrico FERMI

LE projet STEREO est né à la suite de travaux menés à l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers (Irfu) du CEA dans le cadre de l'expérience Double Chooz. Ces travaux ont mis à jour un déficit dans le nombre d'antineutrinos électroniques détectés dans l'ensemble des expériences conduites auprès des réacteurs dans les décennies précédentes — d'où la dénomination d'*anomalie réacteur* couramment utilisée —, déficit qui peut être interprété comme une oscillation vers une autre saveur de neutrino, dite *stérile* car ne se couplant pas avec l'interaction faible.

Le projet STEREO a pour but de mettre en évidence une telle oscillation, ou de la rejeter, en observant un signe univoque : la distorsion du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ détectés en fonction de la distance de propagation. Cet objectif impose des contraintes sur le choix du site de l'expérience ainsi que sur les caractéristiques du détecteur et de sa géométrie.

Afin d'être en mesure de confirmer, ou d'infirmar, l'hypothèse de l'existence de neutrinos stériles correspondant aux caractéristiques de l'oscillation qu'indiquerait l'anomalie réacteur, le projet STEREO entend couvrir l'ensemble des paramètres de l'oscillation autorisés par l'anomalie réacteur avec un degré de confiance satisfaisant.

1.1 Travaux autour de l'anomalie réacteur

Dans le cadre de l'expérience Double Chooz, des travaux ont été menés visant à améliorer la prédiction du taux de production et du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ issus des réacteurs [70, 41]. Ces prédictions se fondent sur les mesures réalisées par M. Klaus SCHRECKENBACH et ses collaborateurs dans les années quatre-vingt à l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble (cf. section II-1.1.1).

Ces études ont révélé une sous-estimation du nombre d'antineutrinos émis par les réacteurs, ce qui a conduit à la réanalyse des expériences des décennies précédentes à courtes distances de propagation [42]. Ces résultats ont été présentés en section I-2.3, ainsi que l'interprétation du déficit de détection observé comme une oscillation vers une saveur stérile. Nous nous bornerons ici à rappeler l'expression de la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ d'énergie $E_{\bar{\nu}_e}$ à une distance L en

fonction des paramètres d'oscillation Δm_{st}^2 et θ_{st} :

$$P_{ee}(E_{\bar{\nu}_e}, L, \Delta m_{st}^2, \theta_{st}) = 1 - \sin^2(2\theta_{st}) \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m_{st}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_{\bar{\nu}_e} [\text{MeV}]} \right) \quad (1.1)$$

Cette expression s'avère en effet nécessaire pour comprendre les motivations et les spécifications requises pour le projet STEREO.

1.2 Stratégie de mise en évidence expérimentale d'éventuels neutrinos stériles

1.2.1 Signal physique recherché

En interprétant le déficit de détection des antineutrinos électroniques des expériences menées à courtes distances de réacteurs dans les décennies précédentes comme une oscillation vers une autre saveur, qui serait stérile — c'est-à-dire non soumise à l'interaction faible —, une mise en évidence expérimentale consiste alors en une mesure non équivoque de l'oscillation et de ses paramètres. Le phénomène d'oscillation dépend à la fois de l'énergie des particules et de la distance parcourue (cf. ÉQ. 1.1). Ainsi, de même que pour l'oscillation due à θ_{13} dans Double Chooz, la mise en évidence d'éventuels neutrinos stériles devra comporter ces deux signes de manière claire afin d'attribuer avec certitude le déficit observé à une oscillation, dont on pourra alors estimer les paramètres, et non à un biais de mesure ou à un autre phénomène physique non connu.

Le détecteur STEREO permettra donc d'observer la distorsion du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ détectés en fonction de la distance de propagation. Il s'agit en effet d'un signe univoque de l'oscillation, le seul déficit de détection pouvant être interprété comme une erreur de normalisation. Le spectre d'énergie détectée dans les différentes zones du détecteur, définies en fonction de la distance au réacteur, sera comparé avec la forme du spectre des $\bar{\nu}_e$ émis par la fission de l'uranium 235. Ensuite, la distorsion du spectre en fonction de l'énergie et de la distance de propagation sera comparée entre les différentes zones, de sorte que la dépendance du résultat à l'information provenant de la normalisation du flux du réacteur se trouve limitée au minimum.

Le signal physique recherché, la disparition d'antineutrinos électroniques, est donc similaire à celui recherché dans les expériences Double Chooz et Nucifer menées actuellement. Assez naturellement donc, nous avons retenu pour le projet STEREO une technique de détection identique utilisant la réaction β inverse ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) dans un liquide scintillant (cf. section II-1.1.2), cette technique étant bien connue et maîtrisée, en particulier dans nos laboratoires impliqués dans les expériences mentionnées auprès de réacteurs.

Les paramètres de mélange vers un neutrino stérile obtenus par l'ajustement de l'anomalie réacteur indiquent une longueur d'oscillation de l'ordre de quelques mètres pour des neutrinos issus des réacteurs, dont l'énergie typique est de l'ordre du MeV. Si les techniques mises en jeu pour la détection des $\bar{\nu}_e$ sont similaires à l'expérience Double Chooz, la distance du réacteur au détecteur varie : quelques mètres pour STEREO contre un kilomètre environ. Le niveau des bruits de fond est alors sans commune mesure, le réacteur étant une source importante à la fois de neutrons et de rayons γ , une expérience à courte distance devra s'en prémunir tandis qu'il n'aura aucun impact à plusieurs centaines de mètres. La présence d'un niveau de bruit de fond élevé induit non seulement la construction de blindages, mais surtout influe sur la conception du détecteur, qui sera optimisé afin de rejeter autant que possible le bruit de fond restant derrière les divers blindages.

En outre, les bruits de fond générés par les rayonnements cosmiques sont également beaucoup plus importants en surface. En cela, le projet STEREO se rapproche de Nucifer, situé à

sept mètres seulement du cœur du réacteur Osiris au CEA de Saclay. Le but du projet Nucifer — démonstrateur pour un détecteur de suivi de puissance de réacteur peu coûteux et peu encombrant — le distingue cependant du détecteur de STEREO pour lequel efficacité de détection ainsi que résolution en énergie et en position sont des points cruciaux.

1.2.2 Caractéristiques requises : réacteur et détecteur

L'exigence d'observer la déformation du spectre d'énergie en fonction de la distance de propagation implique la satisfaction de critères précis non seulement pour le détecteur STEREO mais aussi pour le réacteur auprès duquel il sera installé.

En premier lieu, la longueur caractéristique de l'oscillation étant de quelques mètres pour les $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs, il apparaît que la source, le cœur du réacteur, doit être de dimension inférieure afin d'éviter que, lors de la détection, des neutrinos dans des phases différentes vis-à-vis de l'oscillation ne puissent interagir au même point, entraînant ainsi un délaïement de l'oscillation.

Cette même caractéristique de l'oscillation supposée impose une seconde exigence, sur le détecteur cette fois : une bonne résolution, aussi bien spatiale qu'en énergie.

Une mauvaise résolution spatiale produirait exactement le même effet qu'une source étendue. Afin que l'imprécision de la reconstruction de la position des interactions n'ajoute pas au spectre en énergie de délaïement supplémentaire à celui induit par l'étendue spatiale du cœur du réacteur, l'incertitude associée à cette reconstruction doit au plus être de l'ordre de grandeur de la taille du réacteur. Le détecteur STEREO sera *segmenté*, c'est-à-dire séparé en six cellules de 40 cm, la largeur en étant donc fixée par l'étendue du réacteur. Cette séparation physique en zones bien délimitées dans sa longueur assurera le respect de cette contrainte concernant la résolution spatiale. Le volume cible sera également entouré d'une couronne latérale composée de liquide scintillant non dopé en gadolinium dont le principe se rapproche du *gamma-catcher* de l'expérience Double Chooz (cf. section II-1.2.1). Son but est d'améliorer à la fois efficacité de détection et résolution en énergie en limitant les fuites. La séparation optique des deux volumes permet en outre d'utiliser cette couronne comme un *veto* actif contre les bruits de fond externes.

De même, une mauvaise résolution en énergie induirait un délaïement du spectre des $\bar{\nu}_e$ détectés dans chaque cellule, masquant une éventuelle distorsion en énergie. L'emploi d'un liquide scintillant, dont le rendement lumineux — c'est-à-dire la quantité de lumière produite rapportée à l'énergie déposée — est élevé, constitue une technique éprouvée et bien adaptée.

Tout cela n'a de sens, bien entendu, que si le détecteur peut être placé à une courte distance du cœur du réacteur, source des antineutrinos. À partir de l'expression de la phase de l'oscillation, donnée par la formule 1.1, l'on peut étudier sa sensibilité à la distance et l'énergie :

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta m^2 L}{E} \left(\frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta E}{E} \right) \quad (1.2)$$

Étudier la phase de l'oscillation implique donc (cf. section I-1.3.2, ÉQ. 1.52 pour la définition de la longueur caractéristique de l'oscillation) :

$$\frac{\delta E}{E} \ll \frac{L_{\text{oscil}}}{L} \quad (1.3)$$

Le rapport L_{oscil}/L étant de l'ordre de 40 % pour les paramètres correspondant au meilleur ajustement de l'anomalie à une distance de 9,8 m et pour des $\bar{\nu}_e$ de 3,5 MeV, l'objectif d'une résolution en énergie de la dizaine de pourcents au seuil de la réaction β inverse doit être visé.

Grâce à la compacité de leur cœur et de la possibilité de s'installer à faible distance, les réacteurs de recherche constituent les meilleurs candidats pour mettre en œuvre une expérience de recherche d'éventuels neutrinos stériles.

Se pose alors le problème de l'intensité de la source, c'est-à-dire de la statistique. En effet, les réacteurs de recherche sont de manière générale des réacteurs de faible puissance — une centaine de mégawatts tout au plus —, quand les réacteurs commerciaux électrogènes offrent plusieurs gigawatts. Un flux moindre suppose d'étendre dans le temps la durée de l'expérience afin de recueillir une statistique suffisante et dégrade le rapport signal sur bruit, en particulier pour les bruits de fond générés par les rayons cosmiques desquels on peut difficilement se prémunir efficacement à quelques mètres d'un cœur de réacteur, la protection la plus efficace demeurant l'enfouissement.

Compte tenu des contraintes que la recherche d'un signe univoque de l'oscillation des $\bar{\nu}_e$ impose, le réacteur à haut flux de l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble apparaît comme le meilleur candidat pour accueillir le détecteur STEREO (cf. section 2.1), tant pour la compacité de son cœur, sa puissance relativement élevée que pour les possibilités d'installation à courte distance du réacteur et son plan de fonctionnement dans les prochaines années compatible avec le développement du projet STEREO. Le site de l'ILL avait par ailleurs déjà accueilli une expérience consacrée aux neutrinos de réacteur dans les années quatre-vingt [226, 227]. Cette expérience avait été menée au niveau B du réacteur, tandis que le site envisagé actuellement se situe au niveau C. Les bruits de fond rencontrés sont par conséquent différents, mais cela fournit un point de référence pour comparer les niveaux des bruits de fond dans les deux positions.

1.2.3 Production et détection des $\bar{\nu}_e$

Le réacteur de l'ILL utilise un combustible hautement enrichi en uranium 235. À la différence des réacteurs de puissance, comme dans le cas de l'expérience Double Chooz, la contribution d'autres isotopes fissiles peut donc être totalement négligée¹. Aussi le flux d'antineutrinos émis est-il donné par la formule :

$$\Phi_{\bar{\nu}_e}(t, E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{P_{th}(t)}{E_{235U}} S_{235U}(E_{\bar{\nu}_e}) \quad (1.4)$$

où P_{th} représente la puissance thermique du réacteur, E_{235U} l'énergie moyenne libérée par fission et $S_{235U}(E_{\bar{\nu}_e})$ le spectre $\bar{\nu}_e$ de référence émis par fission (cf. section II-1.1.1).

L'énergie moyenne libérée par fission est bien connue : $E_{235U} = 202,36 \pm 0,26$ MeV [126]. Les travaux les plus récents [41, 99] sont utilisés pour la conversion des spectres β mesurés à l'ILL [95, 96] en spectre $\bar{\nu}_e$ de référence.

La détection des $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur STEREO repose, comme dans l'expérience Double Chooz (cf. section II-1.1.2), sur la réaction β inverse dans un liquide scintillant dopé en gadolinium :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

Le nombre attendu d'antineutrinos détectés dans l'intervalle d'énergie $[E_i; E_{i+1}]$ à une distance L du réacteur dépend du nombre de protons libres dans la cible N_p :

$$N_i = \frac{P_{th}}{E_{235U}} \frac{N_p}{4\pi L^2} \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma_{IBD}(E_{\bar{\nu}_e}) S_{235U}(E_{\bar{\nu}_e}) R_i(E_{\bar{\nu}_e}) P_{ee}(E_{\bar{\nu}_e}, L, \Delta m_{st}^2, \theta_{st}) dE_{\bar{\nu}_e} \quad (1.5)$$

où le facteur $R_i(E_{\bar{\nu}_e})$, représentant la réponse du détecteur, tient compte des effets d'efficacité de détection et de résolution en énergie. P_{ee} représente la probabilité de survie d'un $\bar{\nu}_e$ (cf. Éq. 1.1) dans le cadre d'une oscillation à deux saveurs, électronique et stérile.

1. Une étude, réalisée dans le cadre du projet Nucifer, a montré que la variation du taux de $\bar{\nu}_e$ due à l'évolution du combustible du réacteur Osiris, enrichi seulement à 20 % environ en ^{235}U , était de l'ordre de 0,7 % [228]. Une étude similaire sera menée pour le réacteur de l'ILL, l'impact devrait être plus faible encore, attendu que l'uranium y est enrichi à 93 % en isotope 235.

Les bruits de fond sont constitués de tout signal capable de reproduire la signature caractéristique de la réaction β inverse : la coïncidence temporelle de deux événements dans les fenêtres en énergie attendues ; cette coïncidence temporelle pouvant être fortuite, on parle de bruit de fond *accidentel*, ou bien provenir d'un unique phénomène physique, on parle alors de bruit de fond *corrélé*. Ces bruits de fond sont les mêmes que ceux rencontrés dans l'expérience Double Chooz ; ils seront détaillés dans le chapitre 2.

Une fois posées les caractéristiques principales du détecteur, mais aussi du site d'installation, ainsi que les techniques de détection utilisées, nous pouvons évaluer le potentiel de découverte du détecteur STEREO et procéder à une étude d'impact des différents paramètres.

1.3 Potentiel de découverte de STEREO

1.3.1 Définition du χ^2

L'expérience STEREO entend tirer parti de la dépendance en énergie et en distance de propagation de la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ (cf. ÉQ. 1.1) dans le but d'observer un signe univoque d'une éventuelle oscillation. Les données sont rassemblées en différents *bins* d'énergie et également de distance de propagation, correspondant aux cellules du détecteur, comme l'illustre la figure 1.1.

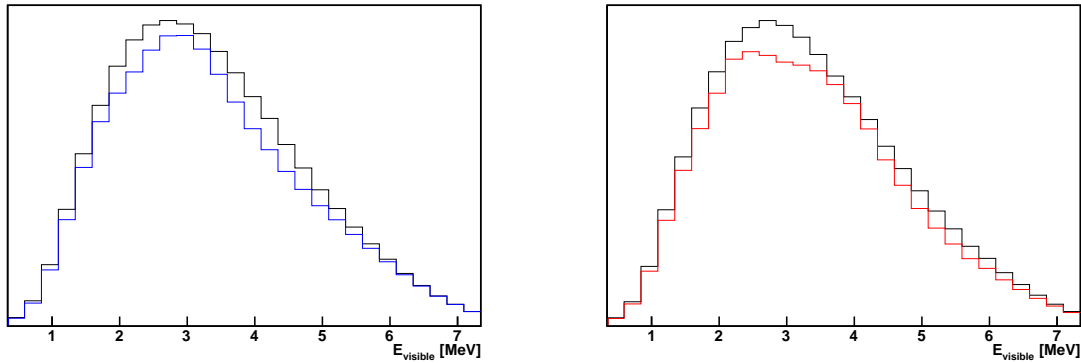


FIGURE 1.1 – **Comparaison des spectres attendus dans deux cellules différentes, séparées de 2 m.** En rouge et bleu sont représentés les spectres attendus pour la valeur des paramètres correspondant au meilleur ajustement de l'anomalie réacteur, en noir les spectres attendus en l'absence d'oscillation auxquels les premiers sont comparés.

L'analyse du degré de signification du signal d'oscillation observé repose sur le pouvoir d'exclusion, évalué par le χ^2 suivant, inspiré de [229], dans lequel une comparaison *bin à bin* entre spectre attendu dans l'hypothèse d'une absence d'oscillation et spectre détecté est effectuée :

$$\begin{aligned}
 \chi^2 = & \sum_{l=1}^{N_{\text{cell}}} \sum_{i=i_{\text{seuil}}}^{E_{\text{bins}}} \left(\frac{O_{l,i}(\Delta m_{st}^2, \theta_{st}) - N_{l,i}^{\text{att}}}{\sigma_{l,i}^{\text{stat}}} \right)^2 \\
 & + \left(\frac{\alpha^{MF}}{\sigma^{MF}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{taux(cor)}}{\sigma_{cor}^{taux}} \right)^2 \\
 & + \sum_i \left(\frac{\alpha_i^{Spec}}{\sigma_i^{Spec}} \right)^2 + \sum_l \left(\frac{\alpha_l^{\text{étal}}}{\sigma^{\text{étal}}} \right)^2 + \sum_l \left(\frac{\alpha_l^{taux}}{\sigma_{non\ cor}^{taux}} \right)^2
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

où $O_{l,i}$ représente le nombre d'événements observés dans la cellule l du détecteur et dans le *bin* d'énergie i — dans les études qui suivront il s'agira bien entendu de résultats provenant de simulations —, $N_{l,i}^{\text{att}}$ le nombre d'événements attendus en l'absence d'oscillation tenant compte des incertitudes systématiques, $\sigma_{l,i}^{\text{stat}}$ l'incertitude statistique. Les paramètres α , qui seront détaillés par la suite, désignent les paramètres de nuisance associés aux différentes sources d'incertitudes systématiques prises en compte dans $N_{l,i}^{\text{att}}$:

$$N_{l,i}^{\text{att}} = \left[1 + \alpha_i^{\text{Spec}} + (E_i - 1) \cdot \alpha^{MF} + \alpha^{\text{taux}(\text{cor})} + \alpha_l^{\text{taux}} \right] \cdot T_{l,i} - d_i \cdot \alpha_l^{\text{étal}} \quad (1.7)$$

où $T_{l,i}$ désigne le nombre théorique d'événements attendus en l'absence d'oscillation.

L'incertitude statistique $\sigma_{l,i}^{\text{stat}}$, considérée comme non corrélée entre différents bins, tient compte également de l'effet de soustraction du bruit de fond :

$$\sigma_{l,i}^{\text{stat}} = \sqrt{N_{l,i}^{\text{dét}} + B_{l,i}} = \sqrt{O_{l,i} + B_{l,i} + B_{l,i}} \quad \text{avec} \quad O_{l,i} = N_{l,i}^{\text{dét}} - B_{l,i} \quad (1.8)$$

où $B_{l,i}$ représente le nombre d'événements estimé de bruit fond inclus dans le nombre total d'événements détectés $N_{l,i}^{\text{dét}}$. En réalité, une approximation se cache dans la formule 1.8 ; en toute rigueur, l'incertitude statistique $\sigma_{l,i}^{\text{stat}}$ devrait s'écrire :

$$\sigma_{l,i}^{\text{stat}} = \sqrt{\sigma^2(N_{l,i}^{\text{dét}}) + \sigma^2(B_{l,i})} = \sqrt{N_{l,i}^{\text{dét}} + \sigma^2(B_{l,i})} = \sqrt{O_{l,i} + B_{l,i} + \sigma^2(B_{l,i})} \quad (1.9)$$

Considérer que $\sigma(B_{l,i}) = \sqrt{B_{l,i}}$ relève d'une hypothèse qui s'avère raisonnable, plutôt pessimiste même. En effet, l'estimation du nombre d'événements de bruits de fond repose sur deux mesures : l'une pour évaluer les bruits de fond accidentels (en recherchant des paires non corrélées dans le temps) qui bénéficie d'une incertitude très réduite — comme pour Double Chooz (cf. section II-3.3) —, l'autre pour estimer les bruits de fond cosmogéniques (pendant les périodes d'arrêts du réacteur). Les arrêts du réacteur couvrant des périodes de temps de durées comparables aux périodes de fonctionnement, l'hypothèse que nous avons faite s'avère tout à fait justifiée pour les bruits de fond cosmogéniques.

Pour une analyse reposant sur la forme du spectre uniquement, les paramètres α_l^{taux} et $\alpha^{\text{taux}(\text{cor})}$ sont laissés libres, ce qui correspond à des incertitudes de normalisations $\sigma_{\text{non cor}}^{\text{taux}}$ et $\sigma_{\text{cor}}^{\text{taux}}$ infinies.

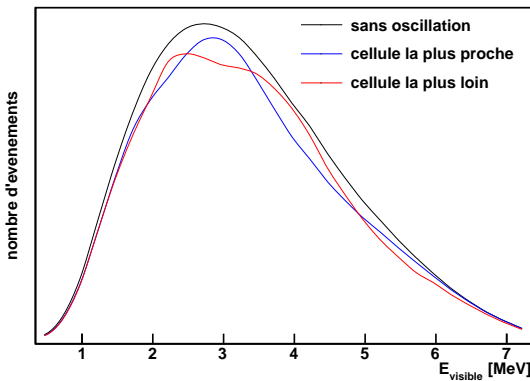


FIGURE 1.2 – **Spectre de référence et spectres attendus** dans les deux cellules extrêmes du détecteur (paramètres du meilleur ajustement).

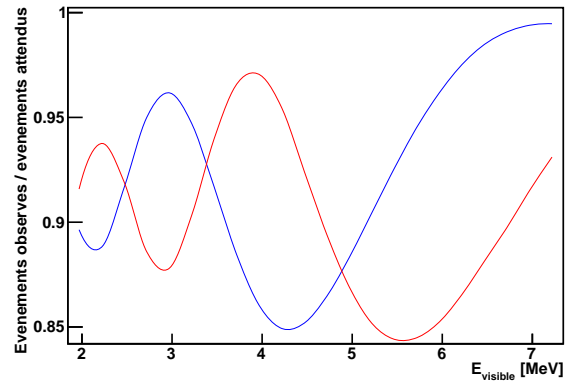


FIGURE 1.3 – **Rapport des nombres d'événements observés et attendus** en fonction de l'énergie pour les deux cellules extrêmes.

L'observation du décalage de la phase de l'oscillation dans les différentes cellules constitue la force de cette approche qui tire parti de la comparaison de *bins* à la fois d'énergie, mais également

de distance de propagation. L'importance de combiner ces deux informations est bien illustrée par les figures 1.2 & 1.3. Elles montrent en effet le déplacement de la phase de l'oscillation dans la longueur du détecteur pour les valeurs de θ_{st} et Δm_{st}^2 correspondant au meilleur ajustement de l'anomalie réacteur [42] : le spectre est creusé par l'oscillation à des énergies différentes dans les deux cellules extrêmes, la plus proche du réacteur et la plus éloignée (cf. FIG. 1.2) ; on note des oppositions de phase de l'oscillation entre ces deux cellules à certaines énergies (cf. FIG. 1.3), en particulier autour de 3 MeV, région pour laquelle la statistique est la plus élevée.

Sources d'incertitudes systématiques

L'ensemble des effets de réponse de détecteur est pris en compte dans le nombre d'événements détectés $O_{l,i}$; les bruits de fond sont traités par $\sigma_{l,i}^{stat}$ qui rend compte de leur soustraction. Les incertitudes systématiques sur le nombre d'événements attendus sont contenues dans $N_{l,i}^{att}$.

Les travaux récemment publiés [41, 99] proposent, outre les spectres eux-mêmes, une étude complète des incertitudes des spectres de fission de l'uranium 235. Les incertitudes provenant des erreurs statistiques du spectre des électrons mesuré et de la technique de conversion en spectre $\bar{\nu}_e$ sont regroupées dans le paramètre de nuisance α_i^{Spec} . Il s'agit d'erreurs non corrélées entre les différents *bins* d'énergie. Toutes les autres incertitudes se trouvent être totalement corrélées. La correction dite de *magnétisme faible* en constitue la source principale, représentée par le paramètre de nuisance α^{MF} , correction qui doit être appliquée à la théorie de Fermi lors de la conversion des spectres d'énergie des électrons issus de décroissances β^- en spectres $\bar{\nu}_e$. L'incertitude associée consiste en une fonction affine de l'énergie (cf. ÉQ. 1.7) qui résulte d'un traitement au premier ordre, l'amplitude exacte dépendant d'effets fins de la structure nucléaire des produits de fission qui ne peuvent être décrits précisément et sont pris en compte par α^{MF} . Le point où cette correction s'annule a été fixé à 1 MeV, nous étudierons la sensibilité de STEREO à cette valeur dans la section suivante.

La simulation de la réponse du détecteur sera ajustée grâce à l'introduction de sources radioactives générant des neutrons ou des rayonnements γ dans le détecteur, assurant ainsi le contrôle de l'échelle en énergie. Le paramètre de nuisance α_l^{etal} rend compte de l'effet d'une incertitude sur la constante d'étalonnage, effet qui est traité indépendamment dans chaque cellule du détecteur. Ce paramètre est appliqué au facteur d_i qui représente la dérivée du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ dans l'intervalle i d'énergie considéré.

On peut également tirer parti de l'information de norme — c'est-à-dire du taux de détection comparé au taux attendu — à laquelle sont associés les paramètres α_l^{taux} et $\alpha^{taux(cor)}$. Dans ce cas, les termes σ_{cor}^{taux} et $\sigma_{non\,cor}^{taux}$ doivent être considérés avec une valeur finie. Plusieurs effets concourent à l'incertitude de normalisation, comme l'illustre l'équation 1.5. Le nombre de protons N_p que contient la cible du détecteur, la puissance P_{th} du réacteur, la prise en compte de la réponse du détecteur R_i et le spectre S_{235U} issu de la fission de l'uranium 235 constituent les principales sources d'incertitudes significatives sur le nombre d'événements attendus (cf. TAB. 1.3).

Enfin, afin d'évaluer la sensibilité de STEREO, la valeur du χ^2 défini par la formule 1.6 est calculée pour un ensemble de combinaisons des paramètres θ_{st} et Δm_{st}^2 . Le contour ainsi obtenu correspondant à un niveau de confiance donné est ensuite reporté dans le plan $\sin^2(2\theta_{st}) - \Delta m_{st}^2$.

1.3.2 Hypothèses d'entrée : études d'impact

Valeurs des différents paramètres d'entrée

Afin de prendre en compte la réponse du détecteur aussi bien dans le nombre d'événements observés $O_{l,i}$ que pour l'évaluation des incertitudes systématiques — en particulier liées à l'effica-

cité de détection et à la résolution en énergie —, nous avons mis en place et mené une simulation complète du détecteur dans le logiciel GEANT4 [141]. Les simulations elles-mêmes seront présentées au chapitre 3, nous n'utiliserons ici que les conclusions relatives aux hypothèses d'entrée nécessaires à l'étude du potentiel de découverte de STEREO.

L'efficacité associée à la coupure dite *retardée*, coupure visant à identifier le neutron issu de la réaction β inverse, constitue le facteur dominant l'efficacité globale de détection. Deux effets principaux s'ajoutent et viennent diminuer cette efficacité de la coupure retardée. Tout d'abord, une partie des neutrons est capturée sur des noyaux d'hydrogène et non de gadolinium, ne générant pas la signature caractéristique que constitue la capture radiative sur le gadolinium et ses rayonnements γ de 8 MeV. Enfin, la longueur d'interaction de ces rayons γ peut atteindre plusieurs dizaines de centimètres. Aussi leur énergie n'est-elle pas toujours déposée intégralement dans le liquide scintillant. Un événement ne donnant pas lieu au dépôt d'énergie attendu ne pourra être considéré comme une capture d'un neutron sur le gadolinium, diminuant ainsi l'efficacité de détection. Des neutrons ont été simulés dans l'ensemble de la cible du détecteur STEREO, l'efficacité moyenne de détection associée à la coupure retardée a ainsi pu être évaluée à 63 % pour une sélection de la capture radiative sur le gadolinium entre 5 et 10 MeV. La couronne latérale permet de récupérer une partie des fuites d'énergie des rayonnements γ émis par les captures radiatives et ainsi d'atteindre ce résultat.

La réponse en énergie du détecteur fait également l'objet de simulations GEANT4 : des positons sont générés à des énergies données dans l'ensemble du détecteur afin d'évaluer la résolution en énergie sur toute l'étendue du spectre des positons issus de la réaction β inverse et dans tout le volume cible. Des algorithmes simples de reconstruction de la position permettent d'en estimer la résolution spatiale (cf. section 3.1.5).

Le nombre de protons contenus dans la cible de STEREO a été déterminé pour un volume de $1,94 \text{ m}^3$ — correspondant à des dimensions de $240 \times 90 \times 90 \text{ cm}$ —, dans l'hypothèse d'un liquide similaire à celui utilisé dans l'expérience Nucifer. L'angle solide est évalué par simulations Monte-Carlo.

Ces différentes hypothèses permettent le calcul du nombre de neutrinos attendus par jour dans le détecteur, sachant la puissance thermique nominale du réacteur de 57 MW et le spectre des $\bar{\nu}_e$ émis par la fission de l'uranium 235 [41]. Ainsi 480 $\bar{\nu}_e$ sont-ils attendus par jour au dessus d'un seuil de détection de 2 MeV d'énergie visible, c'est-à-dire réellement déposée dans le liquide scintillant. Le tableau 1.1 résume ces résultats.

Rapport signal sur bruit	1,5
Puissance du réacteur	57 MW
Distance réacteur – détecteur (centres)	9,8 m
Nombre de protons cibles par m^3	$6,16 \cdot 10^{28}$
Efficacité de la coupure neutron	63 %
Taux par jour de $\bar{\nu}_e$ au-dessus de 2 MeV	480

TABLE 1.1 – Paramètres d'entrée pour la construction des contours.

La précédente expérience de détection de $\bar{\nu}_e$ auprès du réacteur de l'ILL, au niveau B du bâtiment, avait enregistré un rapport signal sur bruit de 1,5 [226, 227]. La position envisagée de STEREO, au niveau C, se caractérise par une meilleure protection contre les rayonnements cosmiques grâce à la présence d'un canal d'eau au-dessus (cf. section 2.1.2). Le seuil de détection des $\bar{\nu}_e$ s'élèvera à 2 MeV d'énergie visible, au lieu de 1 MeV pour la précédente expérience. Cependant, la technique de détection employée dans les années quatre-vingt ne permettait pas de détecter les deux γ de 511 keV émis par l'annihilation du positon. Ainsi, notre seuil pour

le signal est virtuellement le même alors qu'il est augmenté de 1 MeV pour les bruits de fond, conduisant à une augmentation du rapport signal sur bruit. En outre, les liquides scintillants du détecteur seront optimisés pour offrir un pouvoir élevé de discrimination en forme des signaux (cf. section 3.1.6), même si la technique des liquides scintillants ne permettra sans doute pas d'atteindre un aussi bon facteur de rejet des bruits de fond que lors de la première expérience de l'ILL. En revanche, les bruits de fonds externes sont plus élevés dans le site envisagé pour STEREO. Finalement, nous considérons que cette augmentation sera compensée par les rayonnements cosmiques plus faibles et l'augmentation du seuil de détection pour les bruits de fond uniquement. La valeur de 1,5 est donc conservée pour le rapport signal sur bruit.

Le taux de bruits de fond est supposé décroissant comme l'angle solide entre chaque cellule du détecteur. Cette hypothèse est valable au premier ordre, la majeure partie des bruits de fond étant liée à la présence du réacteur, mais s'avère erronée concernant les bruits de fond dus aux rayonnements cosmiques, approximativement constants sur toute l'étendue du détecteur¹. Le modèle de bruit de fond utilisé pour nos estimations comporte deux composants : l'un figurant les bruits de fond accidentels, décroissant très rapidement avec l'énergie, l'autre figurant les bruits de fond corrélés, modélisés par une constante. Le spectre résultant de ce modèle, ainsi que le spectre observé par la précédente expérience à l'ILL sont représentés en figure 1.4.

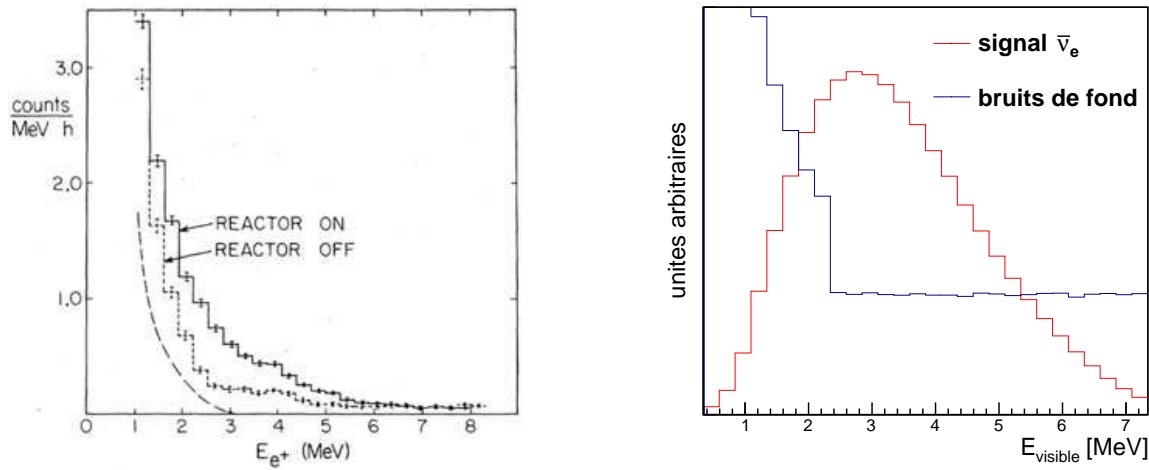


FIGURE 1.4 – **Spectres d'énergie du bruit de fond.** À gauche : spectres du bruit de fond et du signal mesurés à l'ILL dans les années quatre-vingt [226]. À droite : Spectres d'énergie du bruit de fond et des $\bar{\nu}_e$ utilisés pour les études de sensibilité.

Les valeurs des incertitudes systématiques utilisées comme hypothèses d'entrée pour l'élaboration des contours sont rassemblées dans le tableau 1.2. La mesure du spectre d'énergie des électrons issus des produits de fission de l'uranium 235 et la procédure de conversion en spectre d'énergie des $\bar{\nu}_e$ génèrent des incertitudes non totalement corrélées entre les différents *bins* en énergie [41]. La valeur de l'incertitude associée au paramètre de la correction de magnétisme faible provient également de [41]. Enfin, grâce aux procédures d'étalonnage régulières, nous estimons pouvoir atteindre une précision de 2 % sur l'échelle en énergie.

L'expérience STEREO entend détecter le signal univoque de l'oscillation que constitue la distorsion spectrale à la fois en énergie et en distance de propagation. Néanmoins, il est possible de tirer également parti de l'information du taux de $\bar{\nu}_e$: comparaison du nombre estimé de $\bar{\nu}_e$ émis par le réacteur et du nombre de $\bar{\nu}_e$ détectés. Les paramètres de l'équation 1.5 constituant

1. En réalité, la protection envers les rayonnements cosmiques varie légèrement suivant la position dans le détecteur (cf. section 2.2.1).

Non corrélées en énergie	
Spectres émis par la fission (σ_i^{Spec}) [41]	de 0,7 à 4 %
Non corrélées entre cellules	
Échelle d'énergie ($\sigma_1^{\text{étal}}$)	2 %
Corrélées	
Magnétisme faible (σ^{MF})	0,65 %

TABLE 1.2 – Incertitudes systématiques.

une source d'incertitude significative sont pris en compte et présentés dans le tableau 1.3.

L'analyse chimique du liquide scintillant et la mesure de pesée lors du remplissage du détecteur permettent une évaluation précise du nombre de protons dans l'ensemble de la cible. Par analogie avec l'expérience Nucifer, l'incertitude peut être évaluée à 0,5 %. Il s'agit là d'une incertitude globale, corrélée entre les différentes cellules dans notre χ^2 . Une incertitude relative sur le nombre de protons contenus dans chaque cellule s'ajoute, elle sera déterminée par une métrologie du volume de chaque cellule et est évaluée à 1 %.

Le bilan thermique au niveau des échangeurs de chaleur permet l'évaluation la plus précise de la puissance du réacteur, le flux d'eau constituant la source d'incertitude dominante. L'étude réalisée dans le cadre de l'expérience Nucifer auprès du réacteur Osiris à Saclay conclut à une incertitude de 2 % [230]. Une étude similaire sera menée à l'ILL, la valeur de 2 % sera utilisée comme hypothèse.

Une incertitude de 4 cm sur la distance cœur – détecteur correspond à 1 % sur l'angle solide ; ce degré de précision peut être atteint grâce aux plans du site. Une métrologie sur site sera effectuée pour obtenir une précision maximale. Plusieurs points de repère sont disposés dans la casemate de STEREO, leur position par rapport au cœur est connue à quelques millimètres près. La position du détecteur sera donc évaluée par rapport à ces points de repère.

L'effet global des différentes coupures de sélection des candidats neutrinos — fenêtres de recherche en énergie des événements prompt et retardé et intervalle de temps les séparant — est étudié par simulations. La comparaison avec des données d'étalonnage fournira, comme pour Double Chooz, une estimation de l'incertitude systématique. Cette dernière a été estimée à 2 % pour nos études.

Le neutron parcourt plusieurs centimètres, jusqu'à plusieurs dizaines parfois, lors de sa thermalisation. Ainsi un neutron émis par réaction β inverse à l'intérieur de la cible peut-il être capturé à l'extérieur ; le liquide scintillant étant dopé en gadolinium uniquement dans la cible, un tel événement ne peut être détecté. Inversement, un neutron émis à l'extérieur de la cible peut être capturé et détecté en son sein. Ces effets de bord conduisent ainsi à une correction du nombre d'événements attendus dont l'incertitude est estimée à 1 % à la lumière des études menées pour l'expérience Double Chooz (cf. section II-4)¹.

Enfin, l'incertitude liée à la normalisation du spectre d'énergie des électrons se propage dans les spectres convertis des $\bar{\nu}_e$ auxquels les données seront comparées. La procédure de normalisation de ces spectres est décrite dans [96] ; l'incertitude associée s'élève à 1,8 %.

Les contours obtenus avec ces hypothèses sont représentés en figure 1.5. La prise de données considérée s'élève à 300 jours, correspondant à cinq cycles du réacteurs environ, soit un peu

1. Il convient de souligner ici que, dans le cas de Double Chooz, courants entrant et sortant se compensent en partie, conduisant à une incertitude finale limitée. Dans le cas de STEREO, aucun courant entrant ne vient compenser la perte de signal puisqu'un événement prompt dans le *gamma-catcher* ne sera pas détecté comme tel.

Source d'incertitude	Corrélée	Non corrélée
Nombre de protons cibles	0,5 %	1 %
Puissance du réacteur	2 %	—
Angle solide	1 %	1 %
Efficacité de détection	2 %	1 %
Effets de bord	1 %	—
Prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$	1,8 %	—
Normalisation globale (σ^{taux})	3,7 %	1,7 %

TABLE 1.3 – Incertitudes systématiques de normalisation.

plus d'un an et demi de fonctionnement du réacteur. Les contours du potentiel de découverte de l'expérience sont représentés à des degrés de confiance de 95 %, 99 % et 5σ . Les contours de l'anomalie réacteur — incluant l'anomalie provenant des données d'étalonnage de l'expérience de neutrinos solaires GALLEX [43, 44] (cf. section I-2.3.4) — sont représentés à des degrés de confiance de 95 % et 99 % [42] ; la valeur du meilleur ajustement de l'anomalie est également représentée.

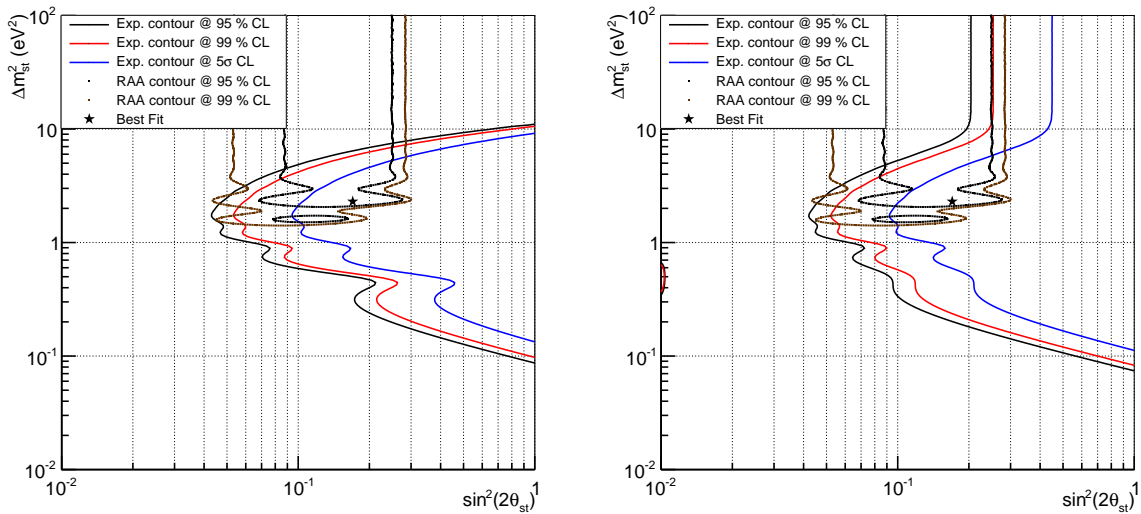


FIGURE 1.5 – Contours d'exclusion représentant la sensibilité de STEREO. À gauche, l'information en forme du spectre est utilisée seule ; à droite lui est ajoutée l'information du taux de détection. Les contours de l'anomalie réacteur, incluant les données de l'expérience GALLEX, proviennent de [42].

Le contour à 99 % de confiance de STEREO couvre en grande partie le domaine d'intérêt du contour de l'anomalie au même degré de confiance. En effet, les écarts de masses au carré élevés sont écartés par les ajustements provenant de la cosmologie et les mesures des expériences sur la hiérarchie des états de masses [231]. Ces écarts de masses élevés ont pour effet de diminuer la longueur de l'oscillation, délayant le signal de distorsion du spectre. En revanche, il est toujours possible de tester en partie cette zone avec une information en taux de détection (cf. FIG. 1.5, à droite). Dans ce cas cependant, il s'agit d'un simple déficit de détection et non de l'observation d'une oscillation. Le contour de STEREO à 5σ couvre une large partie du contour à 95 % de confiance de l'anomalie, et en particulier le meilleur ajustement.

Études d'impact

Afin d'étudier la sensibilité du potentiel de découverte de STEREO à la valeur des paramètres d'entrée, nous les ferons varier autour de leur estimation, donnée dans le paragraphe précédent. Les contours résultant de ces nouvelles hypothèses seront représentés sur une même figure, à un degré de confiance de 95 %.

Des études d'impact sur la sensibilité des expériences de recherche de neutrinos stériles auprès de réacteurs ont récemment été réalisées dans un cadre plus général [232] ; elles confirment les résultats exposés ici dans le cadre du projet STEREO.

L'effet de la résolution en énergie du détecteur est pris en compte grâce à la simulation réalisée dans GEANT4. Dans cette simulation, la distribution d'énergie de positons de 1 MeV répartis dans l'ensemble du détecteur donne un pic autour de 2 MeV et une queue jusqu'à des énergies très faibles, avec un écart-type de l'ordre de 10 % (cf. section 3.1.4). Afin d'évaluer l'impact de ce facteur, nous n'avons pas dégradé les conditions de la simulation GEANT4, mais nous avons considéré différentes résolutions en énergie gaussiennes, variant comme l'inverse de la racine carrée de l'énergie. La figure 1.6 représente les contours à 95 % de confiance dans les conditions « nominales » de la simulation, telles que définies précédemment, et dans le cas d'une résolution gaussienne de 10 % à 1 MeV. La description réaliste des dépôts d'énergie s'avère plus pessimiste. En effet, dans ce cas nous considérons des queues de distribution bien plus larges que pour une gaussienne, dégradant la résolution. En outre, l'amélioration avec l'accroissement de l'énergie est moins sensible qu'avec l'hypothèse d'une variation en inverse de la racine carrée de l'énergie.

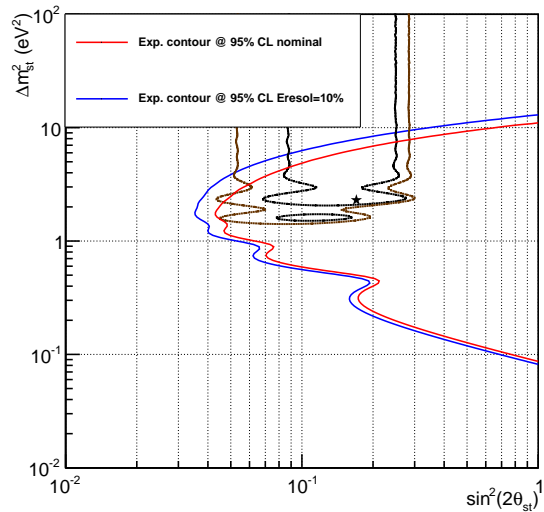


FIGURE 1.6 – Contours de sensibilité de STEREO dans les conditions « nominales » et pour une résolution gaussienne de 10 % à 1 MeV.

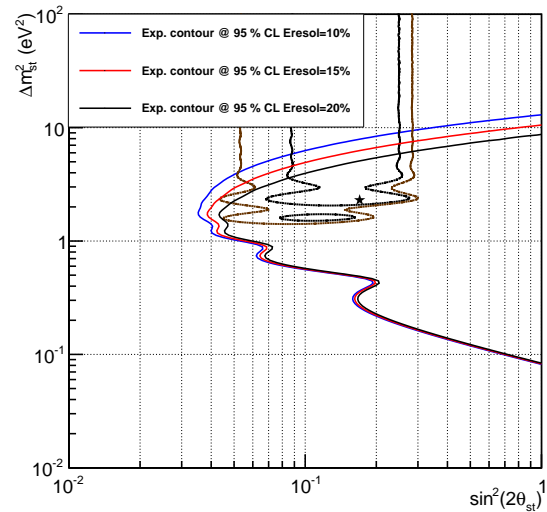


FIGURE 1.7 – Contours de sensibilité de STEREO pour des résolutions gaussiennes de 10, 15 et 20 % à 1 MeV.

La figure 1.7 compare les contours de STEREO à 95 % de confiance pour des résolutions gaussiennes de 10, 15 et 20 % à 1 MeV. Les variations de sensibilité observées sont importantes, confirmant la place capitale que nous avons assignée à une bonne résolution en énergie dans les spécifications attendues du détecteur de STEREO. Le contour obtenu dans les conditions « nominales » se situe entre les contours pour des résolutions gaussiennes de 15 et de 20 %. La simulation fine de la réponse en énergie du détecteur s'avère donc cruciale pour une bonne estimation du potentiel de découverte de STEREO. La dégradation de la résolution en énergie affecte

particulièrement les écarts de masses au carré élevés, pour lesquels la longueur d'oscillation est plus faible, et donc un délaïement du spectre d'énergie conduira rapidement à un délaïement des oscillations (cf ÉQ. 1.1).

L'incertitude sur la distance de propagation des $\bar{\nu}_e$ tient compte, outre de la distribution d'écart-type 24 cm induite par l'étendue du réacteur, de la résolution de la reconstruction de la position d'interaction dans le détecteur. Celle-ci est considérée comme générant un décalage tiré pour chaque événement dans une distribution uniforme de -25 à $+25$ cm lié à la taille de 40 cm de chaque cellule, légèrement élargie pour prendre en compte un éventuel décalage de l'axe du détecteur par rapport à la direction du réacteur. La figure 1.8 représente les contours de sensibilité à 95 % de STEREO dans les conditions « nominales » et pour une résolution de reconstruction de position de ± 40 cm, cas le plus pessimiste compte-tenu de la taille des cellules. L'effet est similaire à celui produit par une variation de la résolution en énergie, ce qui tient aux rôles semblables que jouent énergie et distance dans le calcul de la probabilité d'oscillation (cf. ÉQ. 1.1). L'amplitude de l'effet est cependant moindre, une variation de quelques dizaines de centimètres de la distance de propagation représentant une variation relative inférieure à une variation de quelques pourcents de la résolution en énergie. Cette faible sensibilité à une perte de quelques centimètres dans la résolution de la reconstruction de la position d'interaction montre que le détecteur peut être décalé de quelques degrés hors de l'axe du réacteur sans entraîner de dégradation significative de ses performances.

Par conséquent, nous avons également considéré une reconstruction à ± 1 m, soit près de la moitié de la longueur du détecteur. Dans ce cas la dégradation de la sensibilité de l'expérience est conséquente, l'effet de la résolution devenant proche de la longueur d'oscillation attendue, en particulier pour les Δm^2 élevés.

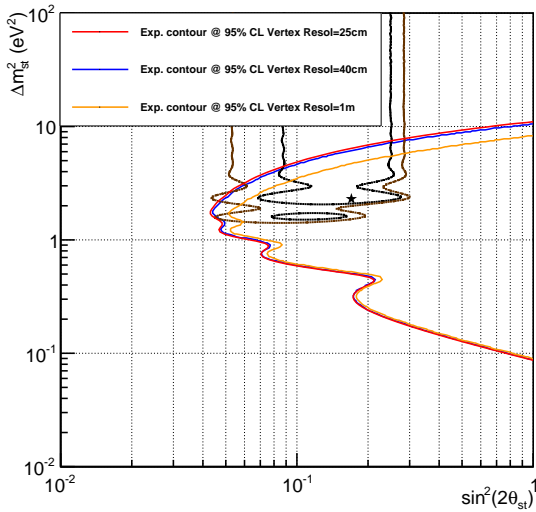


FIGURE 1.8 – Contours de sensibilité de STEREO pour deux valeurs de la résolution de la reconstruction de la position d'interaction.

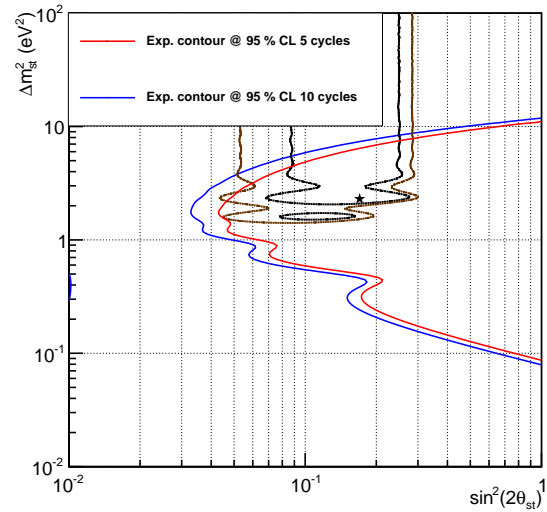


FIGURE 1.9 – Sensibilité de STEREO pour des prises de données correspondant à 5 ou 10 cycles du réacteur.

La sensibilité à la statistique est représentée figure 1.9 ; deux durées de prise de données sont étudiées : trois cents jours, soit cinq cycles de fonctionnement du réacteur — correspondant à un an et demi environ —, et six cents jours, soit dix cycles — un peu plus de trois ans. On remarque que l'augmentation de la statistique opère naturellement une translation horizontale du contour, c'est-à-dire une sensibilité accrue aux faibles angles de mélange, caractérisés par de

faibles amplitudes d'oscillation.

Enfin, l'impact des paramètres liés aux bruits de fond comporte deux aspects : la valeur du rapport signal sur bruit et la modélisation du spectre des bruits de fond.

La figure 1.10 représente la variation des contours de sensibilité à 95 % de confiance pour différentes hypothèses de rapport signal sur bruit : 1,5 — les conditions « nominales » —, 0,75 et 0,5. L'effet produit est similaire à celui de la variation de la statistique, ce qui se justifie par la manière dont est défini le χ^2 , et en particulier σ^{stat} (cf. ÉQ 1.6 & 1.8).

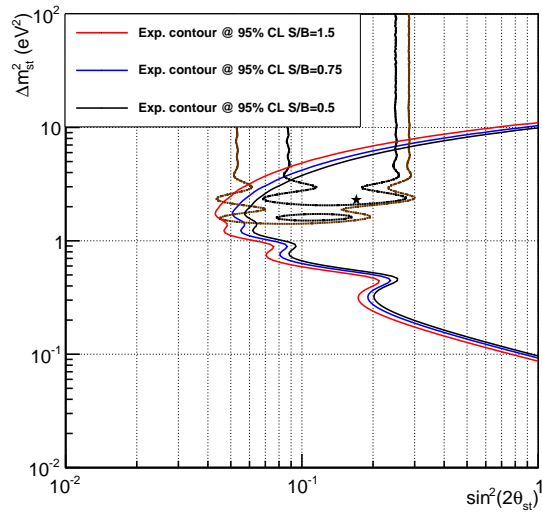


FIGURE 1.10 – Contours de sensibilité de STEREO pour différentes valeurs du rapport signal sur bruit.

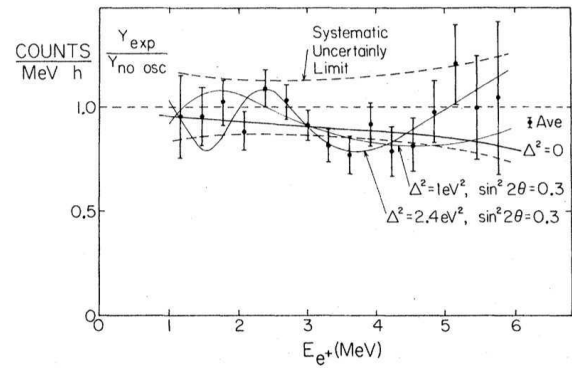


FIGURE 1.11 – Rapport du nombre d'événements observés sur le nombre d'événements attendus en l'absence d'oscillation en fonction de l'énergie du positon lors de la précédente expérience de l'ILL [226]. Un déficit compatible avec une oscillation est observé autour de 3,5 MeV.

La sensibilité à la forme du spectre d'énergie du bruit de fond doit également être étudiée. Le rapport du nombre d'événements détectés lors de la précédente expérience d'étude des neutrinos à l'ILL sur le nombre d'événements attendus dans l'hypothèse d'une absence d'oscillation présente un déficit autour de 3,5 MeV. Ce déficit est compatible avec une oscillation pour un Δm^2 de l'ordre de quelques électronvolts (cf. FIG. 1.11). Nous avons considéré l'hypothèse que ce déficit soit dû à la soustraction du bruit de fond et donc à une mauvaise maîtrise de la forme du spectre des bruits de fond. Pour cela, nous avons ajouté une « bosse » à notre spectre des bruits de fond, constituée d'une gaussienne centrée à 3,5 MeV et d'écart-type 0,75 MeV. L'intégrale de cette contribution additionnelle est égale à celle du reste du bruit de fond dans la même plage d'énergie. Sa normalisation est ensuite associée à un paramètre de nuisance auquel on attribue une incertitude de 50 %. La figure 1.12 représente les contours de sensibilité de STEREO à 95 % de confiance dans les deux hypothèses différentes de forme du spectre d'énergie du bruit de fond : la modélisation « nominale » et celle comportant cette *bosse* à 3,5 MeV. On observe une diminution de la sensibilité à quelques valeurs données de l'écart des masses au carré, correspondant à des *interférences* avec la présence d'un excès d'événements dans le bruit de fond à 3,5 MeV.

La figure 1.13 représente les contours de sensibilité pour les conditions « nominales » du spectre des bruits de fond et en présence d'une bosse additionnelle dans le cas d'un détecteur non segmenté. Nous avons considéré les mêmes hypothèses et le même χ^2 que précédemment à l'exception du nombre de cellules : pour un détecteur non segmenté, nous ne considérons qu'une unique cellule de 2,4 m de long. Non seulement la sensibilité pour une forme de bruit de fond « nominale » est fortement réduite dans le cas d'un détecteur non segmenté, en particulier pour

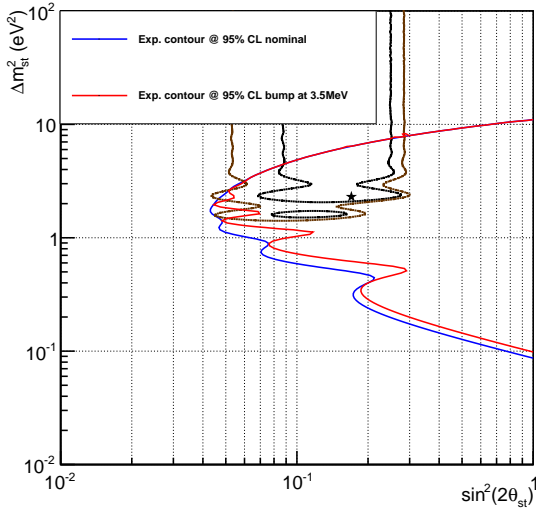


FIGURE 1.12 – **Contours de sensibilité de STEREO** : estimation de la sensibilité à la forme du spectre des bruits de fond.

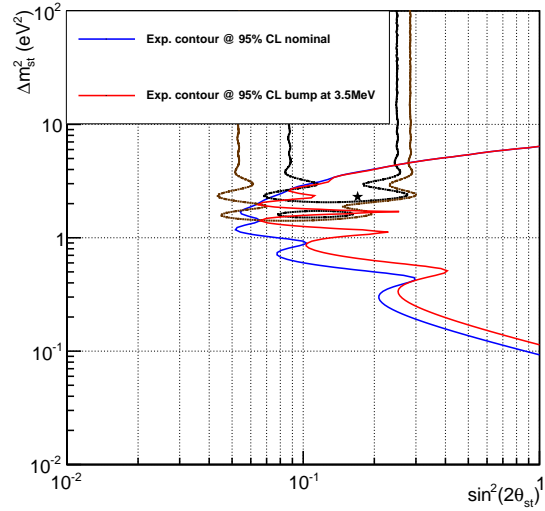


FIGURE 1.13 – **Contours de sensibilité de STEREO** : sensibilité à la forme du spectre des bruits de fond pour un détecteur non segmenté.

les grands Δm^2 , mais surtout une incertitude quant au spectre des bruits de fond conduit à une réduction beaucoup plus importante de la sensibilité. La segmentation du détecteur permet donc de diminuer l'impact d'une éventuelle maîtrise imparfaite de la forme du spectre du bruit de fond.

En cours d'expérience, les taux de bruits de fond et la forme de leurs spectres seront suivis. Le bruit de fond est mesuré en ligne en même temps que les données par des recherches de coïncidences décalées ; il est directement soustrait au signal. Les bruits de fond corrélés sont mesurés lors des périodes d'arrêt du réacteur. Mesures et soustraction interviennent donc à des moments différents ; une variation de la réponse du détecteur entraîne dans ce cas un biais sur la forme du spectre. La stabilité du spectre d'énergie des bruits de fond corrélés sera ainsi vérifiée entre chaque cycle du réacteur.

Enfin, la variation de la valeur à laquelle s'annule la correction de magnétisme faible, décrite précédemment, autour de la valeur centrale de 1 MeV entraîne une variation négligeable du potentiel de découverte. Ainsi la distinction des contours générés pour des valeurs allant de 0,5 à 1,5 MeV n'est-elle pas possible à l'œil ; nous ne les représenterons donc pas.

Bilan

Ces études d'impact des différents paramètres sur la sensibilité de STEREO confirment la place prépondérante que tiennent ensemble la maîtrise du niveau des bruits de fond et de leur spectre d'énergie, la durée de la prise de données, ainsi que de bonnes résolutions en énergie et, dans une moindre mesure, en reconstruction de position. Ces critères guideront la suite de notre étude concernant le site d'accueil de l'expérience — le réacteur à haut flux de l'ILL — et la conception du détecteur, tant dans sa géométrie que dans les simulations réalisées.

Chapitre 2

Caractérisation du site de l’Institut Laue-Langevin

L’esprit n’use de sa faculté créatrice que quand l’expérience lui en impose la nécessité.

Henri POINCARÉ¹

AFIN de confirmer les hypothèses qui ont été faites au chapitre précédent quant au niveau du rapport signal sur bruit pour l’établissement des contours de sensibilité, la caractérisation précise du site du réacteur à haut flux de l’Institut Laue-Langevin s’avère nécessaire. Cette caractérisation comporte deux aspects. En premier lieu, il s’agit de valider le signal reçu lui-même, c’est-à-dire son intensité et ses propriétés relatives à la configuration du réacteur, principalement sa géométrie. En second lieu doit intervenir une étude précise de chaque source de bruit de fond, dont les rayonnements cosmiques ainsi que les neutrons et γ produits par le réacteur sont à l’origine. Pour ce faire, des campagnes de mesures des bruits de fond sur site ont été menées.

2.1 Site du réacteur de l’Institut Laue-Langevin

Deux facteurs conditionnent le signal reçu dans le détecteur STEREO : le réacteur et l’implantation du détecteur dans le bâtiment de l’ILL. La géométrie du réacteur, en particulier sa compacité, constitue un facteur déterminant. L’emplacement dévolu à l’expérience STEREO détermine l’exposition aux rayonnements cosmiques, mais surtout la quantité de signal reçu comme l’exposition aux bruits de fond provenant du réacteur.

2.1.1 Réacteur à haut flux de l’ILL

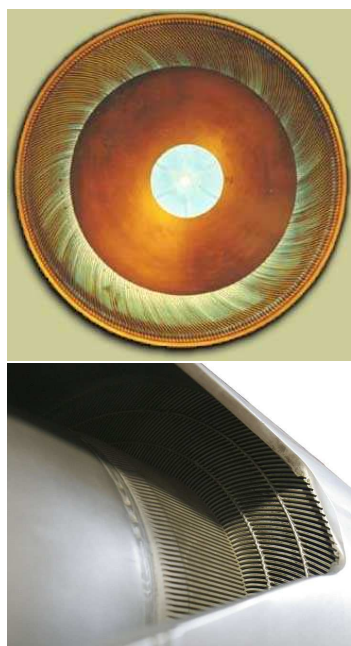
L’Institut Laue-Langevin est un centre de recherche international dont la France et l’Allemagne sont à l’origine. Il exploite le réacteur à haut flux de Grenoble mis en service en 1971. Le but de ce réacteur est de fournir un flux de neutrons thermiques très intense pour la recherche scientifique : principalement physique fondamentale et physique des matériaux.

Le cœur du réacteur est composé d’un élément combustible unique en alliage d’uranium et d’aluminium. L’enrichissement en isotope 235 s’élève à 93 %, ce qui porte la masse totale d’uranium 235 dans le cœur à 8,6 kg. Une cuve cylindrique de 41 m³ d’eau lourde, constituant le modérateur, entoure le cœur. L’ensemble est contenu dans une enceinte en béton lourd remplie

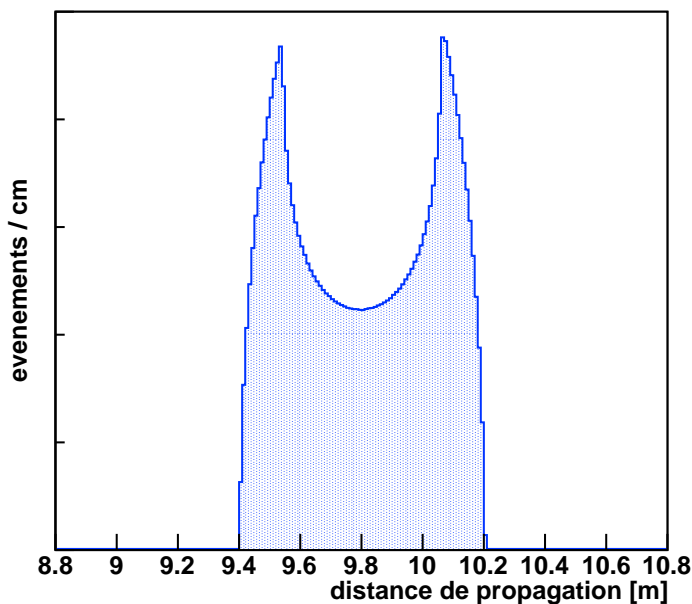
1. Henri POINCARÉ, *La Science et l’hypothèse*, 1902.

d'eau légère. Le réacteur de l'ILL délivre le flux de neutron thermique le plus intense qui soit : $1,5 \cdot 10^{15}$ neutrons/cm²/s à la sortie du modérateur. Différentes lignes faisceaux permettent de conduire les neutrons jusqu'aux halls expérimentaux, couramment appelés *casemates* à l'ILL. La puissance thermique nominale du réacteur s'élève à 58,3 MW.

L'élément combustible est un cylindre creux de diamètre interne 26 cm, de diamètre externe 40 cm et de 80 cm de hauteur. Sa géométrie est optimisée pour favoriser les échanges thermiques (cf. FIG. 2.1a).



(a) Vues de l'élément combustible de l'ILL.



(b) Distribution des longueurs de propagation du cœur au centre du détecteur STEREO (9,8 m) : écart-type de 24 cm.

FIGURE 2.1 – Caractéristiques du cœur de l'ILL.

La dispersion des longueurs de propagation dans un détecteur ponctuel situé à 9,8 m du centre du réacteur comporte un écart-type de 24 cm (cf. FIG. 2.1b) : il s'agit de l'écart-type inhérent à la géométrie du cœur. On remarquera la forme caractéristique de la distribution générée par le creux du cylindre au centre de l'élément combustible.

2.1.2 Implantation de l'expérience à l'ILL

La précédente expérience de détection d'antineutrinos auprès du réacteur à haut flux [226, 227] avait pris place dans la salle B42, au sous-sol (cf. FIG. 2.2). Cet emplacement n'est aujourd'hui plus disponible.

Le site envisagé pour implanter le détecteur STEREO se situe, lui, au niveau C du bâtiment réacteur, « de plain-pied » avec le cœur. Il s'agit de la casemate PN3 (cf. FIG. 2.3). Huit mètres séparent cet emplacement du réacteur¹, conduisant à un flux de $\bar{\nu}_e$ sensiblement plus élevé que dans la salle B42. Le fait d'être situé au même niveau que le cœur lui confère en outre l'avantage de pouvoir placer le détecteur proche de l'axe de propagation des $\bar{\nu}_e$, réduisant ainsi la dispersion des distances de propagation au sein d'une cellule. De plus, cela permet de rendre la longueur

1. Le détecteur peut être placé à une distance d'environ huit mètres du centre du cœur, soit une distance centre à centre minimale de l'ordre de 9,5 m.

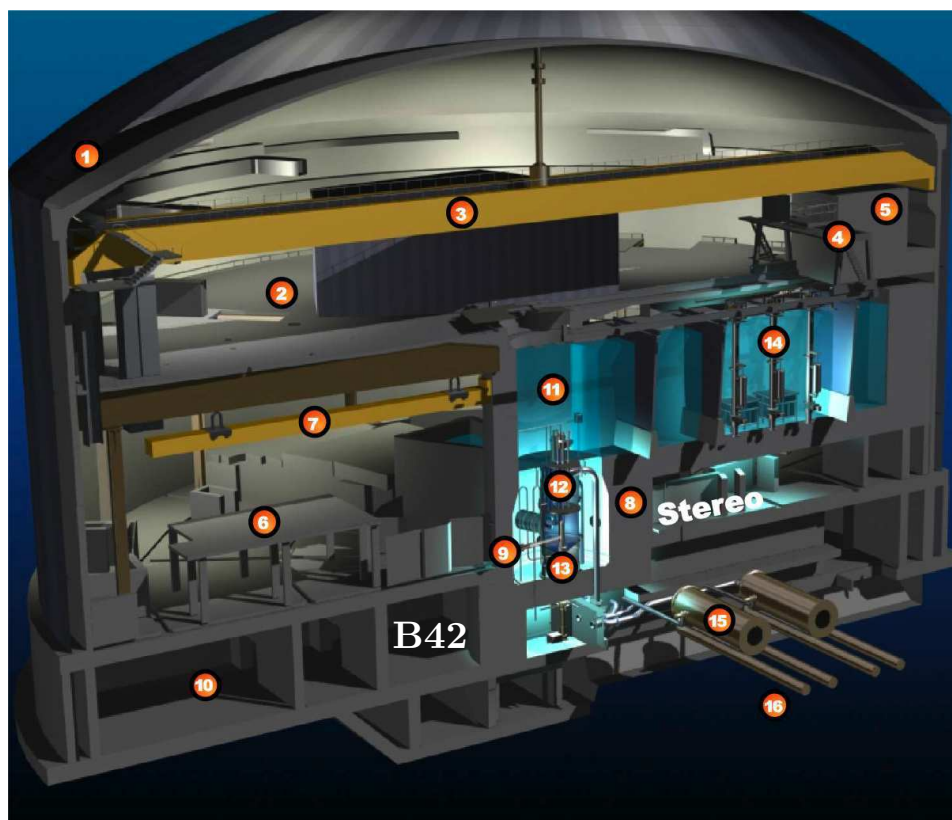


FIGURE 2.2 – Vue en coupe du site de l'ILL.

utile du détecteur maximale, tandis qu'un angle d'incidence du flux de neutrino — de l'ordre de 30° en B42 — contribue à la diminuer. Cet emplacement étant au niveau supérieur, la protection contre les rayonnements cosmiques est *a priori* moins bonne. En réalité, le lieu d'implantation envisagé se situe directement sous un canal d'eau d'environ six mètres de haut contenu par des murs en béton de deux mètres. Ce canal permet le transfert du combustible entre le cœur et l'extérieur du bâtiment réacteur ; les assemblages usagés y sont entreposés. Cette particularité confère à cet emplacement une protection supplémentaire, qui s'avérera meilleure que celle en B42 (cf. section 2.2.1). De plus, la charge autorisée au sol y est la plus élevée du bâtiment avec environ 10 t/m^2 [233], laissant une marge pour l'installation des blindages requis pour protéger le détecteur STEREO des bruits de fond environnants.

Diverses contraintes s'appliquent pour le placement du détecteur au sein de la casemate PN3, nécessitant un compromis. L'accès à une vanne de sécurité en sortie du tube H7 doit être maintenu (cf. FIG. 2.3). Cet accès ne pouvant être pris sur la largeur du détecteur sans le reculer significativement, il se fera en passant au-dessus du détecteur. De même, pour placer le détecteur au plus proche du réacteur, nous avons réduit la largeur initiale du détecteur et augmenté sa longueur de manière à conserver un volume constant, aboutissant à six cellules de 40 cm et une largeur de 90 cm. En outre, l'alignement dans l'axe du cœur conduit à placer la partie arrière du détecteur hors de la protection du canal d'eau. Il a donc été décidé de désaxer légèrement STEREO d'une dizaine de degrés afin de conserver la couverture du canal au-dessus de l'ensemble du volume cible.

La ligne faisceau H7 aboutit dans la casemate PN3 tandis que la casemate voisine est reliée à la ligne H13 (cf. FIG. 2.5). Ces deux lignes constituent des sources de bruits de fond dans PN3 (cf. section 2.2). Le tube H7 est équipé d'un long collimateur creux en son centre, comportant une couche de lithium 6 en entrée du côté du réacteur, puis une succession de couches de fer

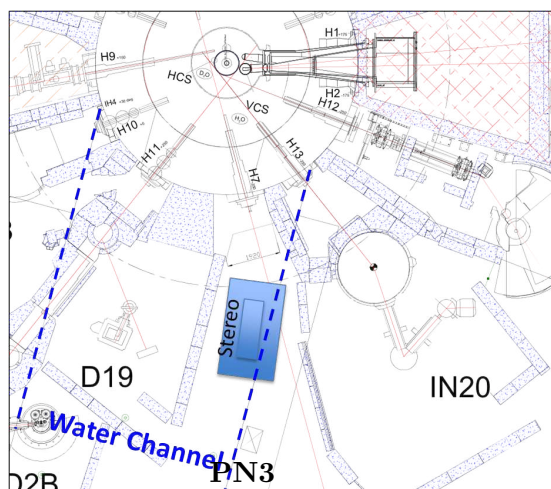


FIGURE 2.3 – **Plan du hall de l'ILL.** Les pointillés bleus représentent le canal d'eau. On distingue les lignes faisceaux H7 et H13 desservant les casemates PN3 et IN20.

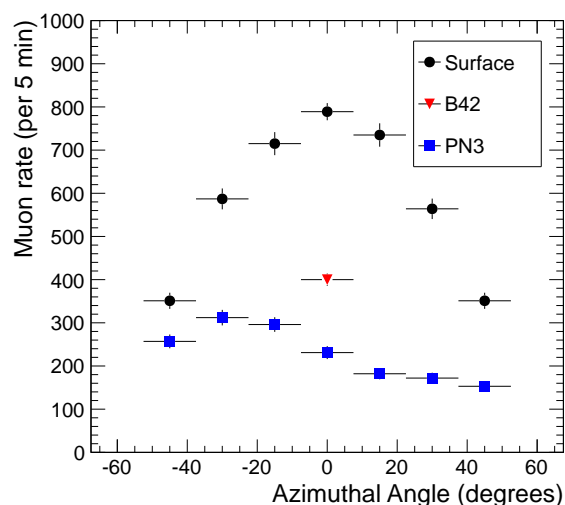


FIGURE 2.4 – **Comparaison du taux de détection des muons** en fonction de l'angle azimutal entre la surface, PN3 et le site de la précédente expérience de l'ILL.

pour ralentir les neutrons rapides, de carbure de bore pour capturer les neutrons thermiques, et de plomb pour atténuer les γ émis par leurs captures radiatives (cf. FIG. 2.5 à gauche). Un obturateur composé principalement de carbure de bore et de plomb est placé à son extrémité, en sortie de la ligne du côté de PN3.

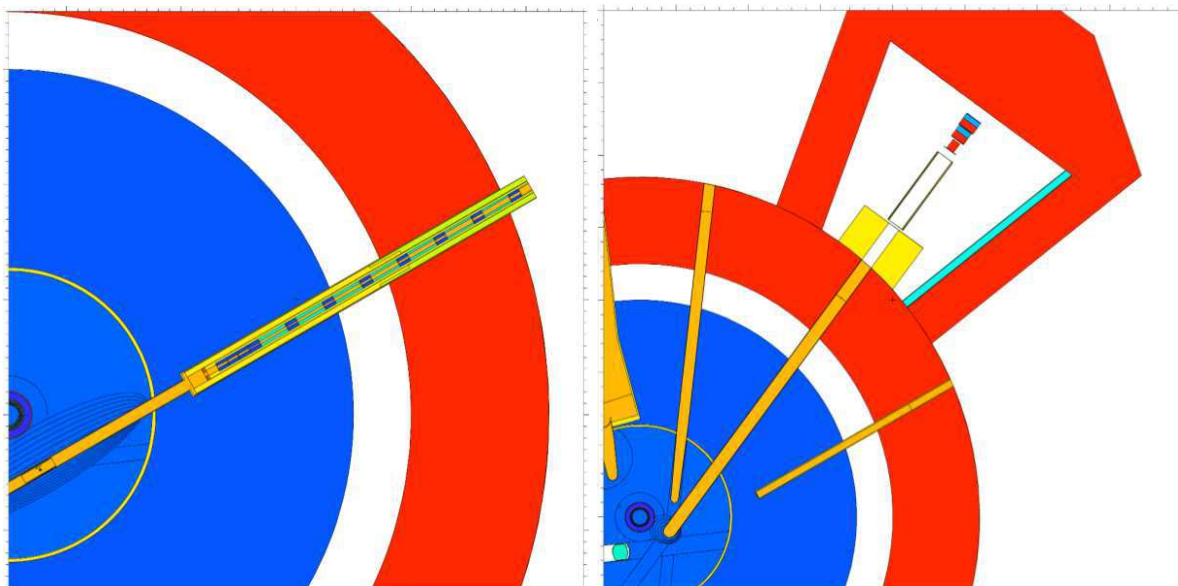


FIGURE 2.5 – **Vues des lignes faisceaux H7 (à gauche) et H13 (à droite).**

La ligne H13 voisine ne comporte pas de collimateur, elle aboutit dans la casemate primaire de IN20 (en haut en figure 2.5 à droite) où se situent deux obturateurs en carbure de bore et en permali boré. En position ouverte, c'est-à-dire hors de l'axe du faisceau, ces obturateurs laissent passer le flux de neutrons vers IN20 ; en position fermée, ils l'arrêtent.

2.2 Bruits de fond : mesures sur site

L'évaluation et la maîtrise des bruits de fond a constitué une préoccupation constante de nos études depuis les premières conceptions du détecteur STEREO. L'attention que nous y portons a été renforcée par l'expérience des premières données de Nucifer qui nous ont rappelé que la détection d'antineutrinos à si courte distance d'un réacteur constituait toujours un défi.

Plusieurs campagnes de mesures ont été menées à l'ILL en 2012 et 2013 pour caractériser les bruits de fond dans différentes salles, campagnes auxquelles nous avons personnellement participé et que nous avons en partie réalisées. Trois sources de bruits de fond ont été isolées : les rayonnements cosmiques, les rayonnements γ ainsi que les neutrons émis par le réacteur.

2.2.1 Bruit de fond dû aux rayons cosmiques

Ces bruits de fond constituent la contribution dominante à la surface, ou pour les faibles protections que procurent les bâtiments des réacteurs, comme le montre par exemple l'expérience menée à l'ILL dans les années quatre-vingt [226].

Afin d'étudier le flux de rayonnements cosmiques, nous disposions de trois lattes de plastique scintillant de dimensions $30 \times 15 \times 1$ cm, équipées chacune d'un tube photo-multiplicateur. Le dispositif permet de fixer sur une roue les trois lattes superposées avec un espacement de 10 cm environ. Une rotation de la roue entraîne une rotation de l'ensemble du système de sorte que les trois lattes demeurent toujours parallèles. Ce dispositif de « roue cosmique [234] » a été mis à notre disposition par MM. Gérard TRISTRAM et Éric LESQUOY que nous tenons à remercier. La sélection angulaire autour de la direction normale aux plaques est relativement large, sans que cela constitue un problème compte tenu de la précision recherchée. Nous ne cherchons ici en effet qu'à donner une estimation de l'atténuation du flux de rayonnements cosmiques dans les différentes salles en comparant les mesures réalisées dans les casemates respectives avec une mesure en surface, à l'extérieur des bâtiments.

Le déclenchement de l'acquisition se fonde uniquement sur la coïncidence de signaux dans les deux lattes extérieures ; la latte intermédiaire n'a été utilisée que pour des tests de vérification et d'efficacité. La figure 2.4 représente le taux de détection pour une période d'acquisition de cinq minutes en fonction de l'angle azimutal à la surface et dans les salles PN3 et B42. On retrouve la forme attendue d'un cosinus au carré pour la mesure en surface. La position décalée du canal d'eau par rapport à la casemate PN3 se retrouve dans l'asymétrie angulaire de l'atténuation des rayonnements cosmiques lorsque l'on oriente la roue parallèlement à la direction du canal ; atténuation qui atteint un facteur quatre pour les muons verticaux.

La situation en B42 est intermédiaire avec une atténuation d'un facteur deux seulement des muons verticaux par rapport à l'extérieur, bien que cette salle se trouve au niveau inférieur. L'absence du canal d'eau au-dessus explique ce résultat.

Des mesures similaires avaient été menées auprès du réacteur Osiris préalablement à l'installation du détecteur Nucifer ; elles avaient montré une atténuation d'un facteur 2,7 par rapport à l'extérieur. Le taux de détection des muons s'élève à 330 Hz environ dans Nucifer [185]. Par analogie, celui-ci peut être estimé dans le détecteur STEREO à 500 Hz environ en se fondant sur les rapports des facteurs d'atténuation et de la surface des *veto* muons ; ce qui conduirait à un temps mort acceptable de l'ordre de 5 % pour un *veto* typique de 100 μ s.

La discrimination en forme des signaux, ou PSD, doit permettre de rejeter une partie des bruits de fond corrélés que constituent les neutrons rapides rapides générés par réactions de spallations par les muons. La précédente expérience de détection de neutrinos réalisée à l'ILL disposait d'une bonne PSD et, avec un seuil de détection à 1 MeV, obtenait un rapport signal sur bruit de 1,5 [226]. Dans Nucifer, pour une atténuation du flux de muons similaire à B42, avec

une PSD un peu moins bonne et un seuil de détection de 2 MeV¹, le rapport signal sur bruit est légèrement supérieur à l'unité [235]. Cela souligne l'importance de la discrimination en forme des signaux qui doit être considérée lors du choix des liquides scintillants (cf. section 3.1.6).

2.2.2 Bruit de fond dû aux rayons γ

Le bruit de fond γ a été mesuré à l'aide d'un détecteur germanium dans les différentes salles considérées : PN3, D19, IN20 et B42 (cf. FIG. 2.2 & 2.3) dans le but de caractériser le bruit de fond et d'en isoler les principales sources.

Nous avons effectué les mesures en PN3 et D19 en juin 2012 et avec le même détecteur qui avait été utilisé précédemment lors d'études en B42. D'autres mesures ont ensuite été effectuées en février 2013 en PN3 et IN20.

Une première série de mesures a été réalisée avec un détecteur « nu », c'est-à-dire en l'absence de blindage (cf. FIG. 2.6). Les principales raies γ identifiées à hautes énergies correspondent aux captures radiatives des neutrons sur le fer 56 (7,65 MeV, 7,63 MeV, 7,28 MeV, 7,65 MeV, 6,02 MeV et 5,92 MeV), le carbone 12 (4,95 MeV) et dans une moindre mesure l'aluminium 27 (7,72 MeV et 7,69 MeV).

La raie de l'azote 16 se distingue très nettement en D19, très peu dans les autres positions. Cet isotope est formé par réactions (n,p) sur l'oxygène 16 dans le cœur du réacteur, il décroît par radioactivité β^- avec une période de 7,13 s en émettant des γ de 6,13 MeV dans 67 % des cas. Il est présent dans l'eau du circuit primaire dont une boucle se situe précisément sous la casemate D19. On peut d'autre part distinguer dans ces spectres la raie de la capture radiative sur le germanium 73 à 596 keV qui a été utilisée pour l'étude du flux de neutrons thermiques (cf. section 2.2.3).

Trois configurations différentes ont ensuite été considérées : lorsque les bouchons des deux lignes faisceaux voisines D19 et IN20 sont ouverts, puis avec le bouchon primaire² de IN20 fermé et enfin avec celui de D19 fermé. Lorsque l'on ferme le bouchon de IN20, le taux de détection diminue d'un facteur quatre environ (cf. FIG. 2.6). En revanche, aucune diminution significative n'est observée lors de l'arrêt de la ligne D19.

Il s'avère donc que le faisceau de la casemate IN20 est responsable d'environ 80 % du flux de γ dans PN3, en particulier à haute énergie où le signal retardé de la capture du neutron est attendu.

Nous avons voulu étudier la variation du flux des rayonnements γ suivant la direction incidente ; à cette fin nous avons, pour certaines prises de données, entouré le cristal de germanium d'un blindage en plomb de quelques centimètres d'épaisseur³, ouvert seulement dans une direction. Ces mesures directionnelles indiquent la sortie du tube H13 comme la source principale. Que le blindage de plomb soit placé d'un côté ou de l'autre du mur séparant IN20 et PN3, le taux de γ détectés reste sensiblement constant ; il s'agit donc bien de captures radiatives dans le tube H13 — ou à sa sortie immédiate — et non de captures dans les matériaux environnant le détecteur. La contribution provenant de cette direction est près de trois fois supérieure à celle qui est enregistrée en plaçant le détecteur dans la direction du réacteur.

Ces études confirment la part importante du flux de γ dont la ligne IN20 est à l'origine. D'autre part, elles indiquent clairement la casemate primaire en sortie du tube H13 comme la

1. Rappelons que la technique de détection employée à l'ILL ne permettait de récupérer que l'énergie cinétique du positon, alors que les grands volumes de liquides scintillants permettent également de détecter les deux γ de son annihilation. Ainsi, le seuil de 2 MeV pour Nucifer est équivalent au seuil de l'ILL pour le signal mais permet d'éliminer une partie du bruit de fond.

2. Ce bouchon est situé au niveau de la sortie du tube H13 (cf. FIG. 2.3 & 2.5).

3. Plus précisément : 4 cm en dessous, 12 cm au-dessus, 10 cm sur les côtés et 5 cm à l'arrière.

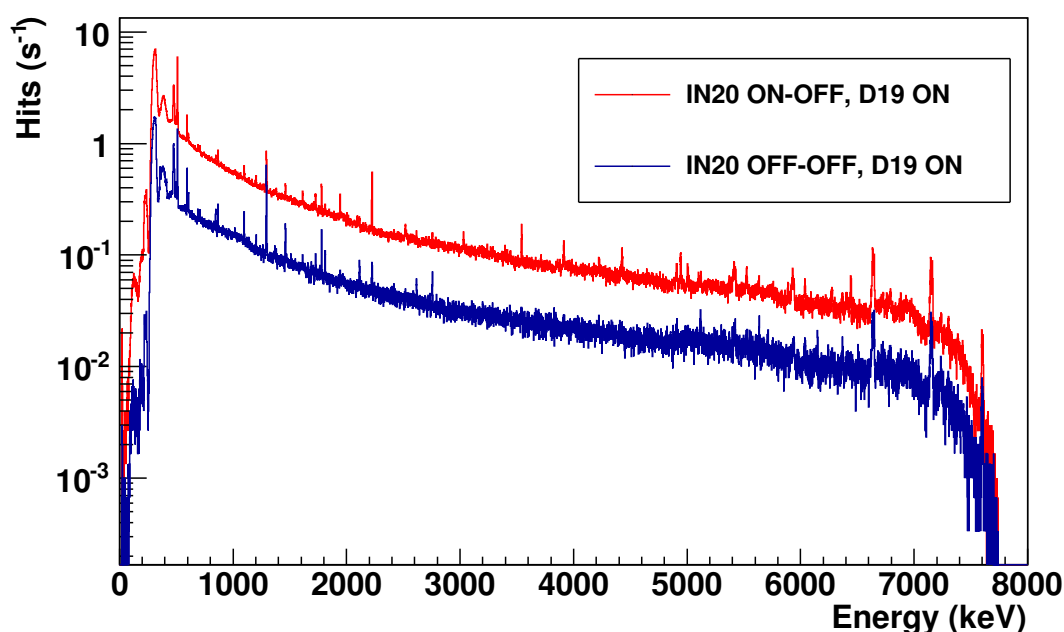


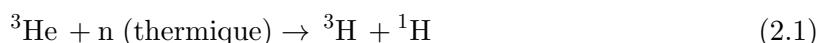
FIGURE 2.6 – Spectres d'énergie des γ détectés dans un cristal de germanium en l'absence de blindage dans deux configurations différentes du faisceau de IN20. Le taux de détection est environ quatre fois supérieur lorsque le bouchon primaire de la ligne IN20 est ouvert.

source principale des γ de haute énergie.

2.2.3 Bruits de fond dus aux neutrons

L'étude de ces bruits de fond porte sur les deux composantes du flux : les neutrons thermiques, sources de bruit de fond accidentel, et les neutrons rapides, sources potentielles de bruit de fond corrélé.

Le flux de neutrons a été mesuré grâce à un tube ^3He dans lequel un neutron thermique provoque la réaction suivante :



Le neutron incident est ainsi repéré par le dépôt d'énergie caractéristique de 764 keV des deux produits — hydrogène et tritium.

Les mesures réalisées avec le tube ^3He « nu » dans la casemate PN3 ont révélé un flux ambiant élevé de neutrons thermiques dans l'ensemble de la pièce. Ce flux présente en outre de fortes variations suivant la position considérée : de 0,6 kHz à 16 kHz au niveau du sol à proximité du mur séparant PN3 de IN20. Lorsque le bouchon de la ligne H13 est fermé, le flux de neutron diminue significativement dans PN3, indiquant des fuites importantes depuis IN20. Des mesures ont donc été réalisées en couvrant le bas des parois du mur vers IN20 de plaques de B_4C ¹ lorsque le bouchon de H13 est ouvert. Dans ce cas, le flux moyen dans PN3 tombe à 200 Hz environ, qui correspond approximativement au flux enregistré dans le hall du bâtiment réacteur de l'ILL.

Les mesures acquises avec le détecteur germanium ont également été mises à profit pour les études concernant les neutrons thermiques. Leur capture radiative sur le germanium ^{73}Ge libère une énergie de 596 keV, permettant ainsi de suivre l'évolution du flux de neutrons thermiques dans différentes configurations. Le taux de capture est réduit de plus d'un facteur deux lorsque

1. Carbure de bore. Le bore constitue l'un des matériaux les plus absorbants de neutrons thermiques.

le bouchon de H13 est fermé. IN20 est ainsi responsable d'environ les deux tiers du flux de neutrons thermiques dans PN3.

Afin d'étudier le flux des neutrons rapides, un dispositif a été mis au point pour protéger le tube ^3He des neutrons thermiques et de thermaliser les neutrons rapides de sorte qu'ils puissent être capturés dans le tube placé au centre. Ce dispositif se compose de quatre plaques en polyéthylène de 5 cm d'épaisseur chacune placées dans toutes les directions autour d'une cavité centrale destinée à recevoir le tube ^3He (cf. FIG. 2.7). Des plaques de B_4C sont placées autour des parois de la cavité centrale pour capturer avec une très grande efficacité les neutrons thermiques qui seront parvenus jusque là. Quelques centimètres de polyéthylène séparent à nouveau ces plaques du tube ^3He placé verticalement au centre. Les neutrons rapides ou épithermiques passant la couche de B_4C sont ainsi modérés et peuvent être détectés dans le tube. Les plaques de 5 cm en polyéthylène du blindage externe peuvent être retirées séparément dans chaque direction. En comparant les variations relatives et les atténuations du flux de neutrons pour différentes épaisseurs de blindage dans une direction donnée avec des simulations, il est possible d'obtenir des informations sur la forme du spectre en énergie des neutrons rapides.



FIGURE 2.7 – Blindage en polyéthylène.

Ces mesures sont délicates car elles comportent un taux de comptage très bas et supposent un temps de mesure très long. Leur interprétation et la comparaison aux simulations réalisées dans MCNPX [206] se révèlent également difficiles. Néanmoins, ces études ont permis de mettre à jour plusieurs informations précieuses sur le flux des neutrons rapides.

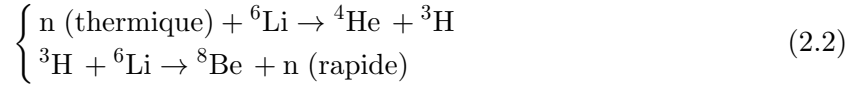
Dans un premier temps, nous avons considéré le taux de comptage dans le tube ^3He lorsque celui-ci est inséré dans son blindage complet pour différentes configurations des lignes faisceaux voisines. Le taux de détection s'élève à $46,0 \pm 2,7$ mHz lorsque le bouchon primaire de la ligne H13 est ouvert. Sa fermeture diminue ce taux à $23,5 \pm 5,4$ mHz ; taux qui reste stable quelle que soit la configuration du bouchon de D19 — ouvert ou fermé. Cela montre que le flux de neutrons rapides provenant de la casemate voisine est équivalent à celui provenant directement de la ligne H7 dans la casemate PN3 (cf. FIG. 2.3).

Différents spectres d'énergie de neutrons ont été simulés pour différentes épaisseurs de blindages en polyéthylène, aboutissant à une évaluation du flux de neutron dans le tube d'hélium 3 au centre. Ces évaluations sont ensuite comparées aux mesures expérimentales. Les mesures d'atténuations du flux de neutrons en fonction de l'épaisseur du blindage de polyéthylène dans la direction du réacteur, c'est-à-dire du tube H7, ne peuvent s'expliquer que par la présence d'une contribution à haute énergie, jusqu'à 10 MeV au moins, qui ne correspond pas au spectre des neutrons rapides issus de la fission de l'uranium 235 dont la partie supérieure à 6 MeV est négligeable en PN3¹. Il ne peut donc s'agir d'un flux de neutrons rapides provenant directement du réacteur.

Le tube H7 contient du lithium 6 en entrée du collimateur qui permet de diminuer efficacement le flux de neutrons thermiques sans générer de rayonnements γ (cf. ÉQ 2.2, première ligne), contrairement aux captures radiatives sur le bore par exemple, également utilisées. Cependant, cette réaction peut être suivie d'une seconde, à l'origine de la production de neutrons

1. Trois mètres d'eau environ et plus d'un mètre de béton lourd séparent en effet le cœur de la casemate PN3.

rapides [236] :



Le produits se partagent environ 16 MeV d'énergie disponible. Des simulations MCNPX ont montré que le flux de neutrons du réacteur est bien responsable du flux secondaire de neutrons rapides créés dans le collimateur du tube H7 par le mécanisme décrit en équation 2.2. Ce flux secondaire comporte bien une composante au-delà de 10 MeV, jusqu'à 16 MeV environ. Pour supprimer cette composante du spectre de neutrons rapides dans la ligne H7, le collimateur sera extrait et remplacé par un bouchon en béton lourd qui sera optimisé pour l'atténuation du flux de neutrons thermiques, tout en évitant la création de neutrons rapides.

Des simulations ont également été menées afin de caractériser le flux de neutrons rapides provenant de la casemate IN20. Il s'agit de diffusions de neutrons rapides au niveau des obturateurs de la ligne H13. Des blindages supplémentaires en polyéthylène et carbure de bore permettront de diminuer de manière satisfaisante cette contribution (cf. section 3.1.7).

2.2.4 Bilan

La protection envers les rayonnements cosmiques procurée par le canal d'eau a pu être quantifiée par la réduction d'un facteur quatre par rapport à la surface. Il s'agit d'un facteur supérieur à la précédente expérience réalisée à l'ILL.

Les mesures de bruit de fond sur site, alliées aux simulations MCNPX ont permis d'isoler deux sources principales pour les neutrons aussi bien rapides que thermiques : la direction du réacteur, ce qui était attendu, mais également la ligne faisceau de la casemate voisine IN20. Elles ont permis de mettre en évidence la production de neutrons rapides dans le collimateur en lithium de la ligne H7 qui sera remplacé par un bouchon dédié et optimisé.

Il apparaît également que la majeure partie du flux des rayonnements γ , en particulier à haute énergie, est due aux captures radiatives des neutrons. Réduire le flux de neutrons thermiques permettra donc également de diminuer le flux de γ .

Les blindages qui seront mis en place pour se prémunir des diverses sources de bruits de fond identifiées seront présentés et développés dans le chapitre suivant (cf. section 3.1.7).

Chapitre 3

Développement du projet

Eine neue wissenschaftliche Wahrheit pflegt sich nicht in der Weise durchzusetzen, dass ihre Gegner überzeugt werden und sich als belehrt erklären, sondern dadurch, dass die Gegner allmählich aussterben und dass die heranwachsende Generation von vornherein mit der Wahrheit vertraut gemacht ist.

Max PLANK¹

DÈS les débuts du projet STEREO, dans le courant de la première année de notre travail de thèse, deux axes critiques se sont dégagés : d’un côté l’évaluation et la maîtrise des différents bruits de fond, de l’autre la modélisation précise de la réponse du détecteur. En effet, en réalisant les premières études de sensibilité, la nécessité nous est très vite apparue de disposer d’une simulation complète du détecteur et de sa géométrie pour évaluer et valider des paramètres aussi cruciaux que l’efficacité de détection ou la résolution en énergie.

Des études ont ensuite été menées afin d’optimiser la conception du détecteur et de ses blindages vis-à-vis des paramètres les plus significatifs que nous venons de rappeler, mais également de considérations budgétaires et techniques.

3.1 Détecteur STEREO

3.1.1 Géométrie du détecteur

La cible du détecteur STEREO consiste en une cuve remplie de liquide scintillant dopé en gadolinium. Une couronne de 30 cm d’épaisseur de liquide scintillant, non dopé en gadolinium, l’entoure sur ses faces latérales. Des tubes photo-multiplicateurs, placés à la verticale, collectent la lumière émise dans ces volumes actifs (cf. FIG. 3.1).

L’axe horizontal du détecteur est orienté vers le réacteur, de sorte que l’oscillation des $\bar{\nu}_e$ puisse être observée dans sa longueur. Il est cependant désaxé de quelques degrés pour que l’ensemble de la cible se trouve sous la protection du canal d’eau. Six cellules de 40 cm de largeur la partagent, dans le but d’assurer une bonne résolution de la reconstruction de la position d’interaction. L’ensemble du volume cible s’élève à près de 2 m³. De fines plaques réfléchissantes séparent les cellules les unes des autres. Afin de faciliter la procédure de remplissage des liquides et de réduire les contraintes techniques sur les enceintes, les cloisons des cellules ne sont pas totalement hermétiques, des échanges de liquides peuvent se faire par de petits interstices dans les plaques séparatrices, tout en assurant le maintien de la séparation optique.

Quatre photo-multiplicateurs de 8 pouces sont situés au-dessus de chaque cellule et reçoivent environ 500 photo-électrons par MeV d’énergie déposée dans les volumes actifs. Un volume

1. Max PLANK, *Wissenschaftliche Selbstbiographie*, Leipzig 1948.

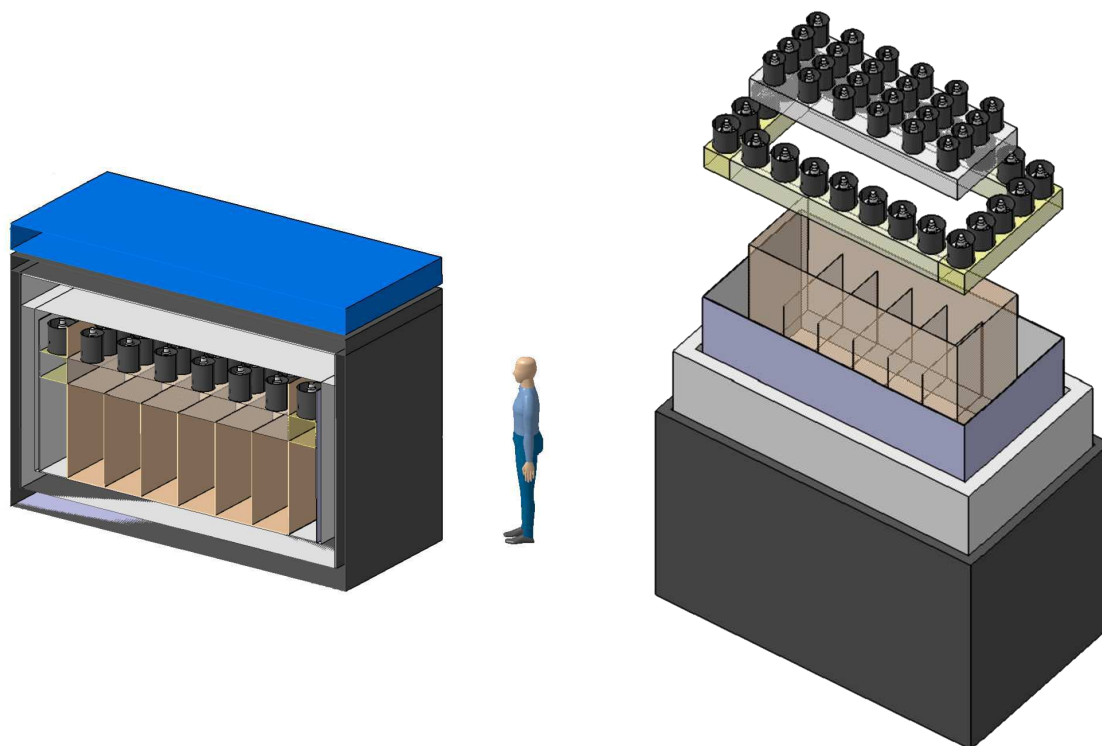


FIGURE 3.1 – Vues en perspective (à gauche) et éclatée (à droite) du détecteur STEREO. On distingue les six cellules de la cible ainsi que la couronne latérale. Des blindages de plomb et de polyéthylène entourent le détecteur. Un *veto* muon couvre l'ensemble du dispositif (en bleu).

« tampon » (ou « *buffer* ») de 20 cm en acrylique éloigne les photo-multiplicateurs des volumes de détection ; il accroît l'uniformité de la lumière collectée, atténuant les différences entre haut et en bas du détecteur, et conduit ainsi à une meilleure homogénéité de la réponse.

La couronne latérale, désignée également par le terme de *gamma-catcher* par analogie avec Double Chooz, est séparée optiquement du volume cible. Cependant, son but ne se limite pas ici à augmenter l'efficacité de détection et à la rendre la plus uniforme possible dans la cible. En effet, elle permet d'accroître le pouvoir de rejet des bruits de fond et constitue un blindage supplémentaire. Vingt-quatre photo-multiplicateurs de 10 pouces, placés au-dessus, récoltent la lumière. Comme dans la cible, un volume tampon de 20 cm en acrylique les sépare du liquide scintillant. Ce dernier ne contient pas de gadolinium, la couronne n'est donc pas partie intégrante du volume d'interaction, elle permet de mieux le caractériser et de l'isoler des bruits de fond. De la sorte, l'ensemble de la cible, et elle seule, constitue le volume actif pour la détection des $\bar{\nu}_e$.

La protection contre les bruits de fond assurée par la couronne est multiple. Tout d'abord, des muons traversant ses 30 cm de liquide scintillant déposent au minimum 60 MeV, fournissant un signal caractéristique de saturation de la détection de lumière. Ensuite, un rayonnement γ pénétrant dans le détecteur déposera son énergie principalement dans la couronne, 30 cm étant la longueur caractéristique de l'interaction des rayonnements γ de quelques MeV dans un liquide scintillant. Un positon émis dans la cible par réaction β inverse déposera principalement son énergie dans cette dernière. Dans ce cas en effet, l'énergie déposée dans la couronne latérale ne correspondra qu'aux éventuelles fuites d'énergie des deux γ émis par l'annihilation du positon, la longueur caractéristique d'interaction d'un électron dans un liquide scintillant étant de quelques millimètres seulement. Enfin, ces 30 cm procurent un blindage supplémentaire vis-à-vis des neutrons. Les neutrons pénétrant dans le détecteur se thermalisent dans le milieu riche en protons que constitue la couronne latérale et peuvent être capturés, les empêchant d'atteindre la cible.

Les effets de bord dus aux flux entrant et sortant de neutrons produits par réaction β inverse seront évalués, comme pour Double Chooz (cf. chapitre II-4), par la simulation. Contrairement au cas de Double Chooz, ces courants ne se compensent pas. En effet, la position de l'interaction du $\bar{\nu}_e$, déterminée par celle de la détection du positon en constituant l'événement prompt, peut être distinguée entre cible et *gamma-catcher*, les deux volumes étant ici optiquement séparés.

3.1.2 Simulation Monte-Carlo

Nous avons mis en place et développé le logiciel de simulation de STEREO afin de réaliser les études nécessaires à l'optimisation de la conception du détecteur. Nous avons pu bénéficier pour cela comme point de départ du logiciel de simulation de l'expérience Nucifer. Ce programme, qui tire son origine de la simulation de Double Chooz (cf. section II-2.3), a été développé à l'Irfu. Il tire parti des améliorations apportées pour Double Chooz, en particulier concernant la modélisation des liquides scintillants et des photo-multiplicateurs. La réponse à chaque photo-électron est déterminée d'après les mesures effectuées avec les photo-multiplicateurs des expériences Double Chooz et Nucifer. Le temps d'arrivée sur chaque PM est donné par le passage d'un seuil de l'impulsion simulée. La charge totale est intégrée sur une porte de 150 ns.

STEREO représente en quelque sorte un intermédiaire entre Double Chooz et Nucifer. Il doit en effet présenter une bonne résolution en énergie et atteindre une efficacité de détection élevée, tout comme Double Chooz. Il doit en revanche répondre à des contraintes d'occupation de l'espace¹, de rejet des bruits de fond mais également de coût qui le rapprochent de Nucifer. Au premier il emprunte donc son *gamma-catcher*, du second il tire ses blindages² et la position des photo-multiplicateurs à la verticale du liquide scintillant.

Avant de parvenir à ce compromis, de nombreuses configurations ont été étudiées. Nos choix se sont toujours fondés sur la préservation de la résolution en énergie et de l'efficacité de détection face aux impératifs de réduction du volume et des coûts — à travers la réduction du nombre de voies, et donc de photo-multiplicateurs, en particulier.

Des considérations techniques ont pu présider à certains choix comme l'absence de *gamma-catcher* sous la cible ou la position des photo-multiplicateurs par exemple ; cette dernière étant aussi imposée par la configuration de la casemate PN3.

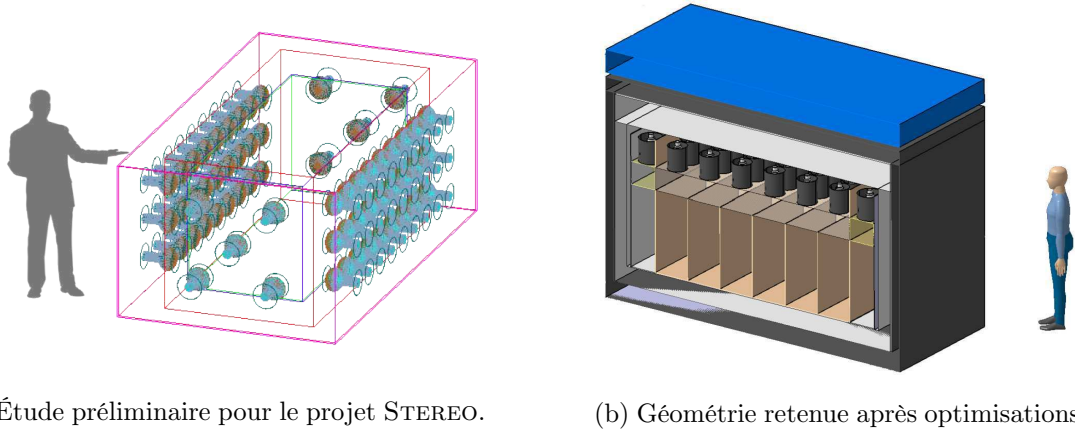
La présence d'un bruit de fond γ et neutron important dans le hall expérimental de l'ILL a conduit également certains choix. La séparation optique entre volumes cible et *gamma-catcher* nous est ainsi apparue comme une possibilité supplémentaire d'accroître la capacité de rejet des bruits de fond. En effet, disposer des charges déposées respectivement dans la cible et le *gamma-catcher* permet de discriminer fortement les bruits de fond, provenant de l'extérieur, du signal, dont l'origine est la cible. Cette séparation optique implique certaines conséquences, comme l'impossibilité d'entourer totalement le volume cible d'un *gamma-catcher*.

La figure 3.2 illustre l'évolution de la géométrie du détecteur entre les premières études très préliminaires et la conception finale. Le premier prototype représenté en figure 3.2a ne comporte pas de segmentation mais possède un *gamma-catcher* entourant totalement la cible ainsi que des photo-multiplicateurs sur chaque face latérale, ne permettant pas de séparation optique des deux volumes internes. Ce modèle présente une bonne résolution en énergie et en position, malgré l'absence de segmentation, grâce aux nombreux photo-multiplicateurs. En revanche, il offre un moindre pouvoir de rejet des bruits de fond ; en outre, son volume s'est révélé trop

1. STEREO sera installé à quelques mètres du cœur, dans le bâtiment réacteur, il n'est donc pas envisageable de construire un détecteur de sept mètres de diamètre et de hauteur comme Double Chooz.

2. Ou du moins s'en sert de point de départ pour les études de bruits de fond.

important pour le site envisagé à l'ILL. La simulation, couplée avec les études de sensibilité, a permis d'effectuer les compromis à chaque étape de l'évolution du projet.



(a) Étude préliminaire pour le projet STEREO.

(b) Géométrie retenue après optimisations.

FIGURE 3.2 – Évolution de la géométrie du détecteur au long de sa conception.

3.1.3 Efficacité de détection

La détection de la réaction β inverse repose sur la capture du neutron sur un noyau de gadolinium. L'efficacité de la détection du positon, événement prompt, est *quasi* maximale¹. L'inefficacité liée à la recherche de la coïncidence temporelle est également limitée (quelques pourcents au maximum en se fondant sur l'expérience de Double Chooz et Nucifer). Les facteurs d'inefficacité sont donc largement dominés par la sélection de l'événement retardé, le neutron. Tout d'abord, celui-ci peut être capturé par un autre noyau, en particulier l'hydrogène, ne donnant lieu à aucune détection. Ensuite, une partie de l'énergie de 8 MeV des rayonnements γ émis lors de la capture du neutron sur un noyau de gadolinium peut ne pas être collectée dans le détecteur. La simulation donne une évaluation de ces deux effets.

Des neutrons de 25 keV d'énergie cinétique ont été générés uniformément dans l'ensemble des six cellules du volume cible. L'énergie de 25 keV a été choisie car considérée comme représentative de l'énergie des neutrons issus de réactions β inverses (cf. chapitre 4.2.2). La figure 3.3 représente la distribution d'énergie détectée résultant de ces simulations.

La conversion du nombre de photo-électrons détectés en énergie reconstruite utilise un facteur se fondant sur le pic de capture radiative du neutron sur l'hydrogène à 2,2 MeV. Ces simulations permettent d'évaluer l'efficacité de la coupure en énergie visible associée à la capture du neutron, incluant la « fraction de gadolinium », prenant en compte les captures sur les autres isotopes — principalement l'hydrogène. Cette efficacité s'élève pour l'ensemble du volume cible à 63 % pour un seuil à 5 MeV et à 49 % pour un seuil à 6 MeV.

3.1.4 Réponse en énergie

La réponse en énergie constitue l'une des contraintes principales de l'expérience : une distribution trop large de la reconstruction conduit à un délairement rédhibitoire de l'oscillation (cf. section 1.3.2). La limitation des fuites et l'optimisation de la collecte de lumière favorisent

1. Un seuil sera établi à 2 MeV d'énergie visible afin de limiter la contamination de bruit de fond accidentel concentré à basse énergie. Le reste du signal ne souffre pas d'autre inefficacité que celle liée aux pertes d'énergie, prises en compte dans la réponse en énergie du détecteur.

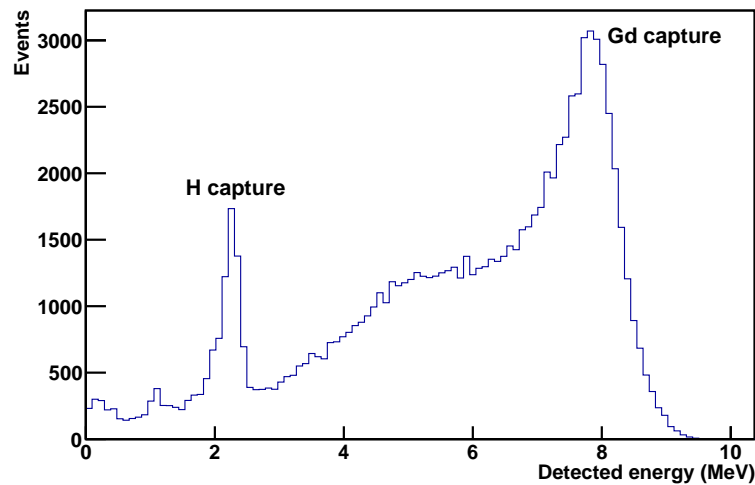


FIGURE 3.3 – Distribution des énergies reconstruites détectées correspondant à la capture de neutrons de 25 keV simulés uniformément dans la cellule centrale.

une bonne résolution en énergie. Le *gamma-catcher* répond à la première exigence. Deux facteurs assurent d'autre part un bon rendement lumineux : en premier lieu la couverture des tubes photo-multiplicateurs, qui représente environ 40 % de la surface à la verticale de la cible, et en second lieu la couverture des parois de la cible et du *gamma-catcher* par des matériaux réfléchissants. En outre, la présence du volume tampon en acrylique entre les liquides et les photo-multiplicateurs accroît l'uniformité de la lumière collectée dans la cible, conduisant à une meilleure résolution.

Afin d'évaluer la réponse en énergie du détecteur au signal attendu, nous avons simulé des positons uniformément répartis dans l'ensemble du volume cible à des énergies discrètes couvrant l'ensemble du spectre des événements prompts. Les distributions résultantes sont représentées figure 3.4.

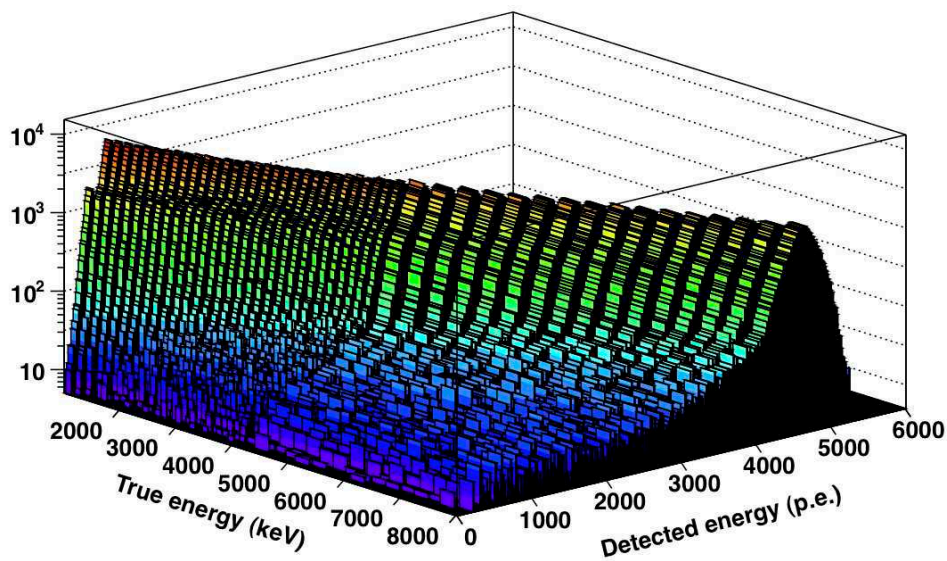


FIGURE 3.4 – Matrice de transition décrivant la réponse en énergie du détecteur. Les énergies discrètes des positons simulés sont exprimées en keV (axe à gauche) ; la distribution des charges détectées correspondantes est donnée en photo-électrons (axe à droite).

Cette matrice de transition permet de relier l'énergie d'un $\bar{\nu}_e$ incident à une distribution d'énergie reconstruite. Aux faibles énergies, on note la présence d'une épaule correspondant à la fuite d'un des deux rayonnements γ de 511 keV émis. Pour les énergies plus élevées, la largeur statistique ne permet pas de distinguer cette épaule du pic principal.

Afin de prendre en compte les variations, qui se révèlent faibles, de la réponse du détecteur selon la zone d'interaction, trois volumes sont délimités en fonction de leurs caractéristiques vis-à-vis des fuites d'énergie. Ces trois volumes correspondent aux deux cellules centrales, aux deux cellules extrêmes et enfin aux deux cellules intermédiaires. Chacun d'eux est associé à une matrice de transition différente, utilisée pour les études de sensibilité (cf. section 1.3.2).

Un autre aspect se révèle également primordial : l'homogénéité de la réponse en énergie entre les différentes cellules de détection de la cible. Pour vérifier cet aspect, des positons ont été simulés uniformément distribués dans l'une des cellules centrales et dans l'une des cellules extérieures. La figure 3.5 représente la superposition des distributions des énergies reconstruites détectées.

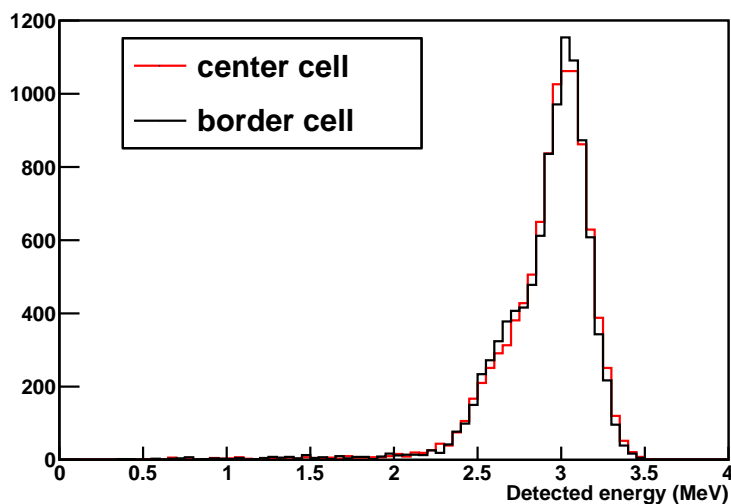


FIGURE 3.5 – **Distributions des énergies détectées reconstruites** pour dix mille positons de 2 MeV d'énergie cinétique simulés dans l'une des cellules centrales et dans l'une des cellules extrêmes.

Afin d'obtenir les facteurs d'échelle en énergie permettant de convertir le nombre de photo-électrons détectés en énergie, trois simulations ont été menées : l'une dans une cellule centrale, une autre dans une cellule extrême et la dernière dans le *gamma-catcher*. Dans chaque cas, il s'agit d'électrons de 3 MeV générés ponctuellement. La différence entre les facteurs de conversion observés dans la cellule centrale et dans la cellule extrême s'élève à 6 % environ. Une fois l'échelle d'énergie appliquée, les formes des distributions des réponses sont très proches dans les deux cellules. Ces quelques pourcents de différence sont dus à la séparation optique entre cible et *gamma-catcher* qui réduit la quantité de lumière collectée dans les cellules extrêmes par rapport aux cellules centrales.

Ces résultats montrent, par la superposition des réponses des différentes cellules, la faible quantité des fuites d'énergie grâce à la géométrie du détecteur. Dans le même temps, ils soulignent l'importance d'un étalonnage rigoureux dans chaque volume de détection, en particulier dans chaque cellule individuelle. Des campagnes d'étalonnage avec des sources radioactives seront régulièrement menées pour caractériser l'échelle en énergie en fonction de la position ; un système d'injection de lumière par diodes électroluminescentes permettra de suivre et contrôler la réponse du détecteur entre deux campagnes successives.

En outre, les pics des captures radiatives des neutrons sur l'hydrogène et le gadolinium — respectivement à 2,2 MeV et 8 MeV — seront suivis en ligne tout au long de la prise de données grâce aux neutrons provenant de l'interaction des rayonnements cosmiques ou bien des neutrinos.

3.1.5 Segmentation et reconstruction de la position d'interaction

De la précision de la reconstruction de la position d'interaction — c'est-à-dire la position de l'événement prompt détecté correspondant au positon — dépend la précision de l'évaluation de la longueur de propagation. Il s'agit donc bien d'un paramètre important du détecteur.

Le volume tampon en acrylique entre le liquide de la cible et les photo-multiplicateurs est composé d'une seule pièce (cf. FIG. 3.1) de sorte que la segmentation des cellules n'est pas maintenue jusqu'aux PM. Une partie de la lumière produite dans une cellule peut ainsi être détectée dans la cellule voisine. Dans ce contexte, le barycentre des charges reçues par chaque photo-multiplicateur donne une estimation de la position d'interaction.

Compte tenu de la position verticale des tubes photo-multiplicateurs, le barycentre ne donne aucune information sur la cote. Cela ne pose en réalité pas de problème car l'impact de la cote sur la distance de propagation est négligeable devant l'incertitude de 24 cm due à la géométrie du cœur du réacteur lui-même (cf. section 2.1.1). Il en va de même quant à la position orthogonale à la direction de propagation des $\bar{\nu}_e$. En revanche, dans l'axe du réacteur — l'axe des abscisses dans le repère considéré —, l'erreur sur la reconstruction de la position affecte directement l'incertitude sur la distance de propagation des $\bar{\nu}_e$.

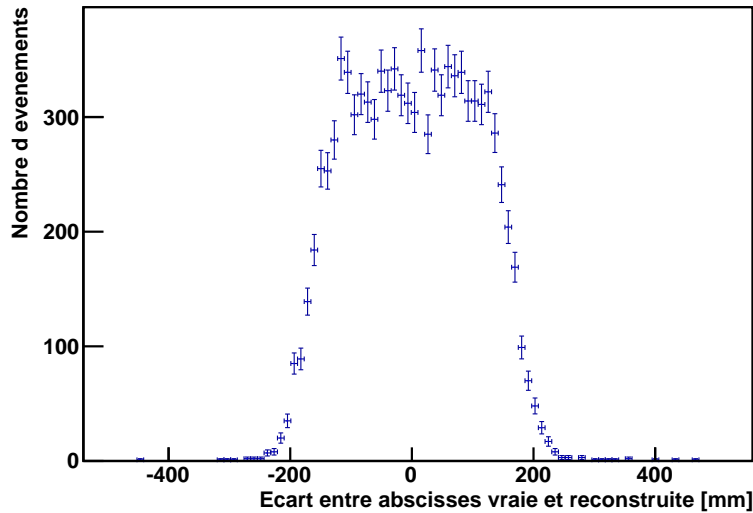


FIGURE 3.6 – **Distribution des écarts entre abscisses des positions vraie et reconstruite** pour 10 000 positons de 2 MeV simulés uniformément dans une cellule centrale.

Les écarts entre abscisses vraies et reconstruites par barycentre des charges reçues par les photo-multiplicateurs pour des événements prompts dans l'une des cellules centrales conduit à une distribution sensiblement uniforme entre -20 et $+20$ cm (cf. FIG. 3.6). Ces événements sont constitués de positons d'une énergie cinétique de 2 MeV, caractéristiques du signal attendu. Dans les cellules les plus extrêmes, la dispersion est équivalente, cependant elle n'est plus centrée autour d'une valeur nulle mais un décalage d'une dizaine de centimètres apparaît, à cause de l'asymétrie de ces cellules limitrophes de la couronne.

Dans ces études, la séparation optique entre différentes cellules ne porte que sur le volume cible composé de liquide. Une solution actuellement à l'étude pour réduire les différences entre cellules du centre et du bord consisterait à prolonger la séparation optique à la verticale dans le volume tampon de sorte que les photo-multiplicateurs puissent détecter de la lumière provenant uniquement de la cellule placée en dessous et non de cellules voisines.

Dans ce cas, le barycentre des charges collectées n'apporte plus d'information intéressante. En revanche, la lumière étant détectée dans une seule cellule, l'identification de la cellule touchée ne peut souffrir d'erreur. En considérant la position centrale de la cellule comme lieu d'interaction, on commet au maximum une erreur de 20 cm sur l'abscisse. En outre, la prolongation des séparations optiques dans le volume tampon permet de discriminer certains événements positons d'autres signaux : un tel événement dépose son énergie cinétique dans une seule cellule mais peut générer un signal bien caractéristique de 511 keV dans l'un des volumes voisins de la cellule d'interaction — cellules voisines ou couronne latérale — tandis que d'autres particules, en particulier des γ de haute énergie, sont susceptibles de déposer leur énergie indifféremment dans plusieurs volumes. Les études concernant le rejet de coïncidences de bruits de fond se fondant sur cette caractéristique restent à mener.

Ces considérations valident l'hypothèse retenue pour les études de sensibilité qui considèrent une distribution uniforme entre -25 et $+25$ cm (cf. section 1.3.2). Elles plaident cependant pour la prolongation des séparations optiques dans le volume tampon entre le liquide cible et les tubes photo-multiplicateurs.

3.1.6 Liquides scintillants

Plusieurs compositions sont envisagées pour les liquides scintillants de STEREO. Dans ce domaine, nous bénéficions du retour d'expérience à la fois de Double Chooz et de Nucifer. Trois configurations ont été finalement retenues, entre lesquelles se fera le choix définitif. Les trois liquides ont pour base un mélange d'alkylbenzène linéaire (LAB) et de PXE¹ afin d'assurer à la fois un bon rendement lumineux et une bonne discrimination en forme des signaux. Deux autres liquides, comportant respectivement 5 % et 10 % de DIN² sont également considérés. Ce dernier composant a pour but d'optimiser le rendement lumineux et la discrimination en forme des signaux, en revanche la transparence du liquide et la compatibilité avec les matériaux environnants peuvent se trouver dégradées.

Le choix des liquides scintillants doit être optimisé en prenant en considération cinq critères principaux :

- la stabilité dans le temps,
- la compatibilité avec les autres matériaux employés, en particulier les acryliques,
- le pouvoir de discrimination en forme des signaux,
- le rendement lumineux, dont dépend la résolution en énergie,
- et enfin la transparence, caractérisée par la longueur d'atténuation.

Concernant la stabilité et la compatibilité des matériaux, des tests sont en cours de réalisation. La stabilité peut poser problème surtout dans le cas de liquides dopés. Les techniques employées seront les mêmes que pour les liquides de l'expérience Double Chooz qui après plus de trois ans ne montrent aucun signe de dégradation de leurs performances.

La caractérisation du pouvoir de discrimination en forme des signaux s'avère délicate. En effet, celui-ci dépend de nombreux paramètres intrinsèques de l'expérience — comme les particules en jeu et leur énergie — mais également de paramètres propres au montage expérimental — en particulier les effets de volume et les réflexions multiples — qu'il est difficile de reproduire

1. (1-phényléthyl)-xylène.

2. bis(1-méthyléthyl)naphthalène.

hors du détecteur final. Un banc de test a été monté à l'Irfu [185] qui permet de donner une comparaison relative entre les différents liquides envisagés pour STEREO mais aussi avec le liquide de Nucifer. Dans ces mesures, seuls les signaux déposant plus de 2 MeV dans le liquide scintillant sont pris en compte, ce qui correspond au seuil de détection retenu pour STEREO.

Dans notre cas, nous cherchons à discriminer le signal d'une interaction électromagnétique du signal d'un proton induit par un neutron rapide. Une source de ^{252}Cf est donc utilisée, sa fission émettant simultanément des γ et des neutrons de plusieurs MeV. La source est suffisamment collimatée et éloignée de la cellule de liquide scintillant pour n'avoir qu'une seule particule — neutron ou γ — interagissant dans la cellule pour la majorité des événements.

Un paramètre de mérite, ou FoM pour l'anglais *figure of merit*, est défini afin de quantifier le pouvoir de discrimination en forme. Ce paramètre se fonde sur la distribution du rapport des charges dans la queue du signal reçu par les photo-multiplicateurs sur la charge totale du signal. Ce rapport a déjà été introduit dans le cadre de l'analyse de l'expérience Double Chooz (cf. section 3.4.2), nous reprendrons ici la même notation $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$. Les signaux induits par des γ et des neutrons donnent deux distributions distinctes du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$, la définition du paramètre de mérite caractérise leur séparation, en considérant ces deux distributions comme des gaussiennes de moyennes μ_i et d'écart-types σ_i ¹ :

$$\text{FoM} = \frac{\mu_2 - \mu_1}{2,35 (\sigma_1 + \sigma_2)} \quad (3.1)$$

Pour une valeur du paramètre de mérite FoM, il est alors possible d'évaluer quelle proportion du bruit de fond des neutrons rapides est éliminée pour une proportion donnée de signal positif rejetée. La figure 3.7 illustre par un exemple la détermination expérimentale du paramètre de mérite : les deux pics correspondant aux signaux des neutrons et des γ sont ajustés par deux gaussiennes dont les écart-types et les moyennes servent au calcul de la variable FoM (cf. Éq. 3.1), qui vaut ici 1,16 (échantillon de liquide contenant 10 % de DIN, cf. TAB. 3.1).

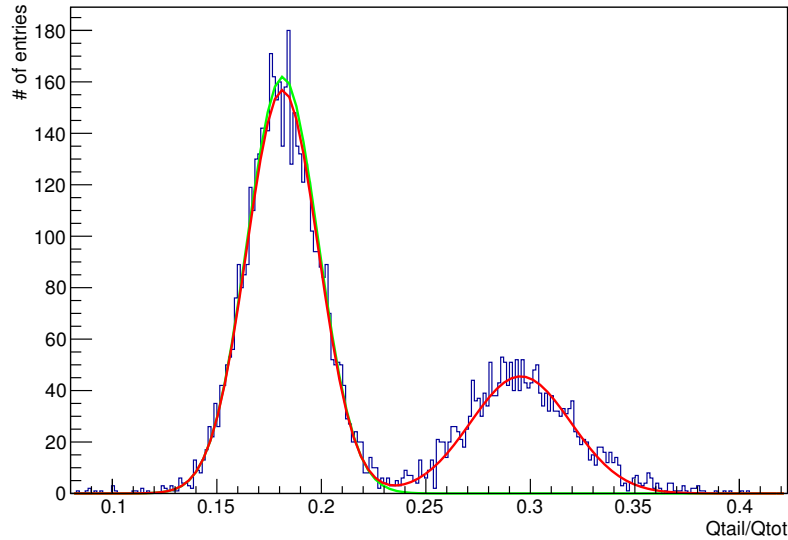


FIGURE 3.7 – Distribution du rapport $Q_{\text{tail}}/Q_{\text{tot}}$ pour une acquisition en présence d'une source de ^{252}Cf . On distingue les deux pics correspondant aux γ (à gauche) et aux neutrons (à droite).

Les résultats des mesures sur banc de test des paramètres de mérite pour les trois liquides montrent que l'ajout de DIN améliore sensiblement le pouvoir de discrimination (cf. TAB. 3.1).

1. Les largeurs à mi-hauteur de ces distributions s'en déduisent : $2,35 \sigma_i$.

En revanche, une quantité plus importante de DIN ne semble pas apporter d'amélioration significative. En ne rejetant que 1 % du signal, il est possible d'éliminer plus de 95 % des neutrons rapides dans un liquide sans DIN et plus de 99 % dans un liquide en comportant. Les mesures sur le même banc de test du liquide de l'expérience Nucifer avait évalué son paramètre de mérite à 0,8 [185]. La valeur réellement observée dans le détecteur final s'élève à 0,6 environ. Par analogie à Nucifer, on peut raisonnablement espérer un paramètre de mérite de l'ordre de 0,8 à 0,9 dans le détecteur final de STEREO en fonction de l'ajout ou non de DIN, correspondant à des proportions de plus de 90 % des bruits de fond des neutrons rapides rejetés.

Échantillon de liquide	sans DIN	5 % de DIN	10 % de DIN
Rendement lumineux ($\text{mV} \cdot \text{ns}$)	9500	10 000	10 000
Paramètre de mérite (FoM)	0,96	1,14	1,16

TABLE 3.1 – Rendements lumineux et paramètres de mérite des différents liquides évalués.

Des mesures de rendements lumineux ont également été réalisées sur banc de test suivant le même dispositif que pour l'expérience Nucifer : un échantillon de liquide, une source de ^{60}Co et un tube photo-multiplicateur [185]. Les valeurs rapportées dans le tableau 3.1 représentent la position du pic à 1,25 MeV du ^{60}Co — résultants de la moyenne des deux pics non séparés — dans la distribution des charges détectées¹. Ces mesures ont permis de montrer que l'ajout de DIN apporte un gain d'environ 5 %.

Finalement, la longueur d'atténuation des liquides a également été mesurée. Les spécifications de STEREO requièrent une longueur d'atténuation minimale de 4 m pour une longueur d'onde de 430 nm de manière à garantir une bonne homogénéité de la réponse entre les parties inférieures et supérieures des cellules.

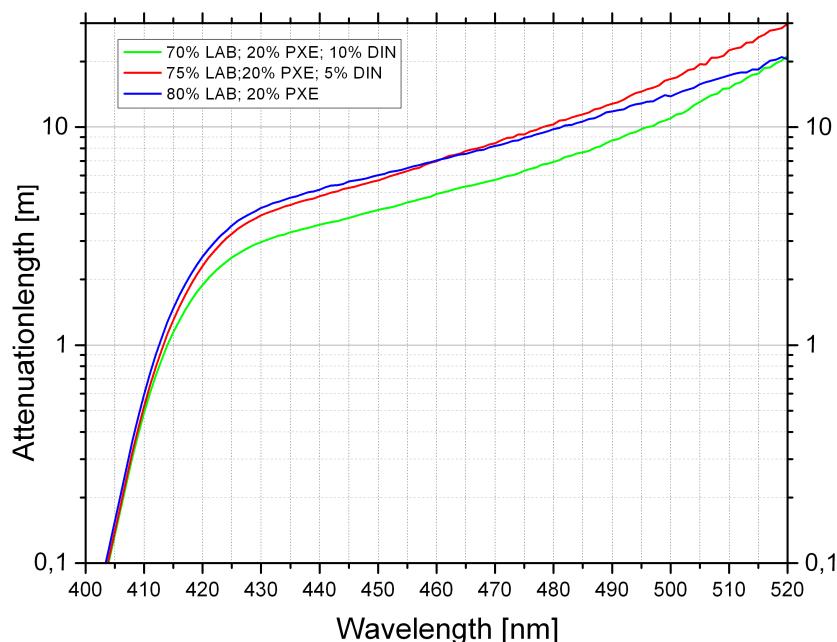


FIGURE 3.8 – Longueurs d'atténuation dans les différents échantillons de liquide en fonction de la longueur d'onde de la lumière [237].

1. Ces valeurs peuvent être comparées relativement les unes aux autres ; la mesure d'un liquide « étalon » connu permettrait d'obtenir une conversion dans une unité physique représentative comme le nombre de photons émis par MeV d'énergie déposée.

Les résultats montrent que le liquide contenant 10 % de DIN ne satisfait pas ce critère (cf. FIG. 3.8). Les échantillons seront à nouveau purifiés avant de réaliser une seconde mesure. Nous attendons un gain significatif de cette procédure qui pourrait ainsi permettre l'utilisation de liquide contenant une proportion élevée de DIN. En effet, la transparence du liquide constitue la seule objection à l'utilisation de DIN, tous les autres paramètres — en particulier le pouvoir de discrimination en forme des signaux, fondamental pour le rejet des bruits de fond — plaident au contraire en sa faveur.

3.1.7 Blindages

Les blindages visent à se prémunir des deux bruits de fond principaux — sources de paires aussi bien corrélées qu'accidentelles — les neutrons et les rayonnements γ . Le détecteur de STEREO est ainsi entouré dans toutes les directions d'une quinzaine de centimètres de polyéthylène boré¹ haute densité puis de dix centimètres de plomb (cf. FIG. 3.1).

Les mesures de bruits de fond réalisées à l'ILL et les sources qu'elles ont permis d'identifier (cf. section 2.2) sont prises en compte dans l'étude des bruits de fond accidentels et corrélés servant à qualifier les blindages du détecteur STEREO et les ajouts externes à la configuration « initiale » qui s'avèrent nécessaires.

Bruit de fond accidentel

Afin de satisfaire à l'exigence d'un rapport signal sur bruit de 1,5 les spécifications concernant le taux d'événements simples dans le détecteur de STEREO s'élèvent à 200 Hz dans la fenêtre prompte — entre 2 et 10 MeV — et 1 Hz dans la fenêtre retardée — entre 5 et 10 MeV.

Compte tenu des spectres et des niveaux des bruits de fond γ mesurés sur site, l'atténuation procurée par 10 cm de plomb n'est pas suffisante pour garantir un taux de coïncidences accidentelles acceptable. La direction du réacteur et la casemate primaire de IN20 constituant les principales sources de rayonnements γ identifiées, des protections seront mises en place dans ces deux directions (cf. FIG. 3.9). À savoir en direction de la ligne H7 :

- la ligne sera fermée par un bouchon dédié,
- le blindage existant de 10 cm de plomb autour de la sortie de la ligne H7 sera étendu,
- un mur frontal en plomb de 10 cm d'épaisseur sera placé à proximité du détecteur.

Et deux murs en plomb seront ajoutés en direction de la ligne H13 :

- un mur de 20 cm d'épaisseur en direction de la casemate primaire de IN20,
- un mur de 10 cm d'épaisseur le long du mur séparant les casemates PN3 et IN20.

D'autre part, il convient de se prémunir également des γ de l'azote 16 provenant d'une boucle du circuit primaire située sous la casemate D19. Dix centimètres de plomb supplémentaires seront ajoutés sous le détecteur ; un mur de plomb de 10 cm d'épaisseur sera également monté le long du mur de séparation avec D19. Les γ provenant du niveau inférieur avec un angle d'incidence de l'ordre de 45°, ce mur ne s'élèvera que sur la hauteur de la cible — soit un mètre environ.

En outre, les captures radiatives de neutrons thermiques ayant été identifiées comme des sources importantes de rayonnements γ , l'ensemble des parois de la casemate PN3 contenant STEREO et la casemate primaire de IN20 voisine sera recouvert de plaques de carbure de bore, diminuant efficacement le flux de neutrons thermiques et partant de rayonnements γ de haute énergie (cf. section 2.2.2).

1. Il s'agira soit de polyéthylène boré soit de polyéthylène recouvert de 5 mm de carbure de bore.

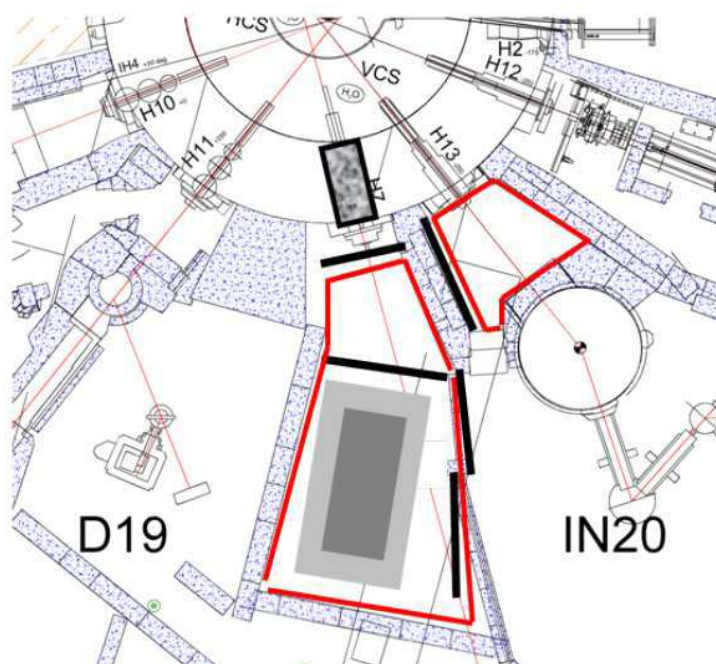


FIGURE 3.9 – **Blindages externes du détecteur STEREO.** En rouge : les plaques de carbure de bore recouvrant les murs. En noir : les murs de plomb. Le bouchon de la ligne H7, en béton lourd, est également représenté.

Bruits de fond corrélés

Les bruits de fond corrélés sont constitués principalement des neutrons rapides induits par réactions de spallation des muons sur les noyaux environnant le détecteur. Un *veto* sera par conséquent installé pour éliminer au maximum la contribution des rayonnements cosmiques. Celui-ci sera constitué d'une cuve d'eau de 20 cm d'épaisseur située au-dessus et recouvrant totalement sa surface. Le passage de muons sera identifié par la lumière émise par effet Tcherenkov et détectée par des tubes photo-multiplicateurs. Les événements suivant le passage de muons pourront ainsi être rejetés. La discrimination en forme des signaux permettra ensuite d'éliminer la majeure partie des bruits de fond dus aux reculs de protons induits par les neutrons rapides (cf. section 3.1.6).

Le flux de neutrons rapides n'ayant pas pour origine l'interaction des rayonnements cosmiques doit être négligeable en rapport du taux de neutrinos attendus. Le spectre des neutrons provenant du réacteur en PN3 ne s'étend pas au-delà de 5 MeV environ, ce qui n'est pas suffisant pour traverser les blindages et créer une paire corrélée. En effet, en raison du phénomène de *quenching* (cf. section II-2.3.2), un neutron doit déposer une énergie minimale de l'ordre de 5 MeV pour passer le seuil de 2 MeV d'énergie visible.

La mise en place d'un bouchon dédié en remplacement de l'actuel collimateur contenant du lithium 6 permettra d'autre part de supprimer la création de neutrons rapides secondaires et d'optimiser le blindage envers les neutrons thermiques. Ce bouchon se composera d'un bloc contenant du bore en entrée du côté du cœur afin d'arrêter le flux de neutron thermique, puis comportera principalement du béton lourd, comme le mur d'enceinte du réacteur. Actuellement, le collimateur de la ligne H7 est creux en son centre ; seul un obturateur constitué essentiellement de plomb, donc peu efficace envers les neutrons, est placé en sortie du côté de la casemate.

Avec les blindages décrits en figure 3.9, le taux d'événements corrélés dans la cible induit par les neutrons provenant de la collimation du faisceau dans la casemate primaire voisine H13 est évalué à une dizaine par jour. Quinze à trente centimètres de blindage en polyéthylène seront

ajoutés autour des obturateurs de la ligne H13 afin de procurer un facteur d'atténuation de dix à cent de ces neutrons rapides, de sorte que le taux d'événements qu'ils induisent par jour dans le détecteur soit inférieur à l'unité.

L'ensemble des bruits de fond générés par les rayonnements cosmiques — neutrons rapides et isotopes émetteurs β -n tels le lithium ^9Li — est totalement indépendant du réacteur. Ces bruits de fond seront donc mesurés lors des périodes d'arrêt, dont la durée cumulée est approximativement équivalente à la durée de fonctionnement sur un an². Ainsi, ils seront connus avec une précision satisfaisante qui permet de les soustraire du taux d'événements détectés.

3.2 Perspectives

La collaboration STEREO regroupe plusieurs instituts en France et à l'étranger :

- l'Institut Laue-Langevin de Grenoble,
- l'Institut de recherche sur les lois fondamentale de l'univers du CEA de Saclay,
- le Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de physique des particules,
- le Laboratoire de physique subatomique et de cosmologie de Grenoble,
- le Max-Planck-Institut für Kernphysik de Heidelberg,
- l'Université Hassan II de Casablanca.

Les études de conception du projet sont en cours. La mise en œuvre des premières phases de l'installation débutera dans les prochains mois. L'arrêt du réacteur de l'ILL pendant l'année 2014 sera mis à profit pour l'installation et l'intégration des blindages du détecteur STEREO auprès du réacteur à haut flux de l'ILL. Le niveau de bruit de fond à l'intérieur des blindages sera ainsi vérifié et validé lors du redémarrage du réacteur. Le détecteur sera ensuite installé à l'automne 2014 et pourra acquérir des données dès 2015.

La maîtrise des bruits de fond à si courte distance d'un réacteur demeure un défi, mais le retour d'expérience de Nucifer et les mesures et études préliminaires montrent qu'il peut être relevé. Avec une sensibilité recouvrant la majeure partie de l'espace des paramètres d'oscillation laissés ouverts par l'anomalie réacteur, STEREO pourrait être la première expérience permettant de trancher la question de l'existence d'éventuels neutrinos stériles légers à l'horizon 2016–2017.

1. La contrainte sur le taux d'événements liés au ^9Li est de l'ordre de grandeur de la dizaine par jour d'après les résultats de Nucifer [238]. Les neutrons rapides dominent donc largement le bruit corrélé mesuré lors des périodes d'arrêt et soustrait au signal.

2. Les périodes d'arrêt entre deux cycles de fonctionnement ne durent en général qu'une dizaine de jours. Des périodes d'arrêt plus longues sont observées à Noël et en été.

Conclusion

Ah ! tout est bien fini.

Le Cid, ACTE III ¹

P RÉTENDRE conclure une thèse relève certainement de la gageure. Il est bien évident qu'on n'arrive jamais à bout ni de son sujet, ni de l'étude des expériences auxquelles elle est consacrée. Il convient cependant de dégager une vue d'ensemble et de tirer en quelque sorte un bilan, non seulement de notre travail de thèse, mais plus généralement au sujet des expériences Double Chooz et STEREO, dans le contexte plus large de la physique des neutrinos.

Ces dernières décennies, et en particulier ces dernières années, ont vu la physique des neutrinos effectuer de rapides et spectaculaires avancées. Depuis la mise en évidence expérimentale des oscillations à la fin des années quatre-vingt-dix, l'ensemble des paramètres des oscillations — angles de mélange et écarts de masses au carré — a été mesuré. La mesure de l'angle θ_{13} représente la dernière contribution à cet édifice, ouverte en 2011 par les indications provenant des expériences T2K, MINOS et Double Chooz et confirmée l'année suivante par Daya Bay et RENO (cf. section I-2.1.3). Mais ce cycle n'est pas clos pour autant, toutes les expériences auprès de réacteurs n'ayant pas encore atteint leur sensibilité maximale. Avec la mise en service prochaine de son détecteur proche, l'expérience Double Chooz y apportera une contribution majeure. Celle-ci bénéficie en effet d'un site favorable en raison du faible nombre de réacteurs, ce qui pénalise la statistique totale recueillie mais diminue les incertitudes systématiques. D'autre part, il s'agit, du moins pour l'heure, de l'expérience maîtrisant le mieux ses bruits de fond et la réponse de son détecteur.

Nous avons débuté notre travail de thèse au moment du démarrage du détecteur lointain de Double Chooz. Nous avons ainsi participé aux premières études de caractérisation du détecteur. En particulier, nous avons contribué à l'étude des bruits de fond accidentels (cf. section II-3.3) et à la compréhension du phénomène de bruit lumineux, *flashes* émis par la base de certains tubes photo-multiplicateurs (cf. section II-3.2). Nous avons mis au point une variable permettant d'isoler ce bruit de fond et de le rejeter efficacement tout en préservant les signaux physiques.

Les différents bruits de fond constituant l'incertitude dominante des premiers résultats publiés par la collaboration, nous avons étudié la possibilité de réduire le bruit de fond généré par les neutrons rapides grâce à des variables simples caractérisant la forme des signaux (cf. section II-3.4.2). Des études ont également été consacrées à la simulation des spectres du bruit de fond généré par le lithium 9, produit des réactions de spallations des muons sur le carbone 12, de manière à améliorer la caractérisation de sa forme en énergie (cf. section II-3.4.1).

La mesure des bruits de fond enregistrés dans le détecteur lors de l'arrêt simultané des réacteurs fournit une information précieuse pour valider les estimations des niveaux des différents bruits de fond. Nous avons contribué à cette étude par la prédiction du nombre d'interactions de

1. Récitatif et air de Rodrigue dans *Le Cid*, ACTE III, opéra de Jules MASSENET sur un livret d'Édouard BLAU, Louis GALLET et Adolphe d'ENNERY d'après la tragi-comédie éponyme de Pierre CORNEILLE.

$\bar{\nu}_e$ résiduelles qu'il convient de soustraire du total des événements détectés lors de l'arrêt avant de comparer avec le nombre d'événements de bruit de fond attendus (cf. section II-3.5).

L'effort principal entre les deux premières analyses de la collaboration Double Chooz ayant porté sur la maîtrise de l'échelle en énergie du détecteur et des différents bruits de fond, l'incertitude associée aux efficacités de détection est restée stable, offrant des possibilités d'améliorations. Nous avons ainsi contribué à la réduction de l'erreur systématique associée à l'efficacité de détection en étudiant en particulier les effets de bord et l'impact de la modélisation de la physique des neutrons dans la simulation Monte-Carlo (cf. chapitre II-4). Ceux-ci affectent particulièrement l'analyse hydrogène, où cela constitue l'une des incertitudes systématiques dominantes sur le nombre d'événements attendus.

L'intégration en cours du détecteur proche permettra prochainement de réaliser une mesure relative des oscillations entre les détecteurs proche et lointain, annulant *quasi* totalement la dépendance envers la prédiction des spectres des $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs. Les incertitudes associées au détecteur — échelle en énergie et efficacité de détection — s'en trouveront également considérablement réduites, ouvrant la voie à une mesure de haute précision du paramètre θ_{13} .

La mesure des paramètres de mélange ne vient pas clore la recherche dans ce domaine ; bien au contraire, de nouveaux champs s'ouvrent à la physique des neutrinos. En premier lieu, la valeur non nulle de l'angle de mélange θ_{13} , mise en évidence récemment, ouvre la porte à une éventuelle violation de \mathcal{CP} dans le secteur des neutrinos ; la mesure de la phase δ représentant cette violation apparaît comme l'un des prochains défis expérimentaux. Les questions concernant la nature et la hiérarchie des masses des neutrinos demeurent également en suspens ; plusieurs expériences pourraient apporter des indications sur ces sujets fondamentaux dans les prochaines années (cf. section I-2.2). D'autre part, des anomalies restent non expliquées à l'heure actuelle, en particulier l'anomalie des antineutrinos de réacteurs, dont la réévaluation des spectres des $\bar{\nu}_e$ émis par la fission réalisée dans le cadre de l'expérience Double Chooz est à l'origine (cf. section I-2.3).

Cette anomalie peut s'expliquer par l'oscillation des $\bar{\nu}_e$ émis par les réacteurs à très courtes distances vers des états stériles dits *légers*, avec un écart de masse de l'ordre de l'électronvolt carré, d'autant que d'autres signes, provenant d'anomalies antérieures non résolues, viennent renforcer cette hypothèse. De nombreux projets d'expériences se développent actuellement pour confirmer l'existence de neutrinos stériles légers, ou au contraire la rejeter (cf. section I-2.3.3). Parmi ces projets, STEREO dispose d'atouts significatifs, qui lui permettront d'apporter une réponse dans une échelle de temps de quelques années à la question des neutrinos stériles.

Le détecteur de STEREO est conçu pour observer en son sein le développement de l'oscillation vers une saveur stérile en fonction des deux grandeurs caractéristiques que constituent à la fois la distance de propagation et l'énergie (cf. section III-1.2). Son volume cible, constitué de liquide scintillant dopé en gadolinium, est ainsi segmenté dans sa longueur pour assurer une bonne résolution de la reconstruction de la position d'interaction.

Nous avons mis en place la simulation du détecteur dans GEANT4 (cf. section III-3.1.2) afin d'évaluer précisément les caractéristiques qui affectent le plus ses performances : efficacité de détection, résolution en énergie et sensibilité aux bruits de fond. Ces simulations ont permis d'optimiser la géométrie du détecteur en tenant compte des contraintes budgétaires et techniques, liées en particulier au site d'implantation à l'Institut Laue-Langevin. Elles ont également permis de valider les blindages à partir des mesures des bruits de fond neutrons et γ que nous avons réalisées sur place (cf. section III-2.2). Ces mesures ont mis en évidence plusieurs sources de bruits de fond, en particulier le collimateur de la ligne H7 donnant directement dans la casemate de STEREO et la casemate primaire voisine IN20 (ligne H13). Des blindages supplémentaires adéquats seront placés pour se prémunir de ces sources, d'autre part, le collimateur de la ligne H7 sera remplacé par un bouchon dédié optimisé pour l'atténuation des neutrons

thermiques. Dans le domaine de la maîtrise des bruits de fond, comme pour la mise au point des liquides scintillants, STEREO bénéficiera du retour d'expérience de Nucifer et de Double Chooz.

Nous avons enfin évalué la sensibilité de l'expérience STEREO et l'impact des différents paramètres d'entrée (cf. section III-1.3). Le contour d'exclusion à 99 % de confiance de l'expérience couvre l'essentiel du contour de l'anomalie réacteur au même niveau de confiance. Le contour à un degré de 5σ couvre largement le meilleur ajustement. Les études d'impact soulignent, comme attendu, l'importance de la résolution en énergie et de la maîtrise des bruits de fond.

La collaboration regroupe désormais six laboratoires et instituts et dispose d'un financement solide, grâce notamment à un financement de l'Agence nationale pour la recherche, qui permet d'envisager sereinement la finalisation de la conception et les étapes ultérieures d'intégration. Celle-ci interviendra dans le courant de l'année 2014, lors de l'arrêt prolongé du réacteur à haut flux de l'ILL pour travaux de maintenance, qui offrent également l'occasion du remplacement du bouchon de la ligne H7. Elles débiteront par la mise en place des blindages dont les niveaux d'atténuation seront vérifiés lors du redémarrage du réacteur, permettant leur validation au regard des critères préétablis. L'installation se poursuivra par l'intégration du détecteur dans ses blindages à l'automne 2014, suivie par l'acquisition des premières données dans le courant de l'année 2015. Les résultats quant à une éventuelle oscillation et l'existence de neutrinos stériles légers seront alors attendus à l'échéance 2016–2017.

Bibliographie

- [1] W. PAULI, « Dear radioactive ladies and gentlemen », *Phys. Today*, vol. 31, n° 9, p. 27, 1978.
- [2] F. HOYLE, « Concluding Remarks », in *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, vol. 301, p. 171, 1967.
- [3] H. BECQUEREL, « Sur les radiations émises par phosphorescence », *Comptes-rendus de l'Académie des sciences*, vol. 122, p. 420–421, 1896.
- [4] J. CHADWICK, « The intensity distribution in the magnetic spectrum of β particles from radium (B + C) », *Verh. Phys. Gesell.*, vol. 16, p. 383–391, 1914.
- [5] N. BOHR, H. A. KRAMERS et J. SLATER, « The Quantum Theory of Radiation », *Philosophical Magazine*, vol. 47, p. 785–802, 1924.
- [6] J. CHADWICK, « Possible Existence of a Neutron », *Nature*, vol. 129, p. 312, 1932.
- [7] E. FERMI, « An Attempt of a Theory of Beta Radiation », *Z. Phys.*, vol. 88, p. 161–177, 1934.
- [8] S. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON, « Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles », *Phys. Rev.*, vol. 51, p. 884–886, 1937.
- [9] J. C. STREET et E. C. STEVENSON, « New Evidence for the Existence of a Particle Intermediate Between the Proton and Electron », *Phys. Rev.*, vol. 52, p. 1003–1004, 1937.
- [10] B. PONTECORVO, « Nuclear Capture of Mesons and the Meson Decay », *Phys. Rev.*, vol. 72, p. 246, 1947.
- [11] H. BETHE et R. PEIERLS, « The “Neutrino” », *Nature*, vol. 133, p. 532, 1934.
- [12] C. L. COWAN *et al.*, « Detection of the free neutrino: A Confirmation », *Science*, vol. 124, p. 103–104, 1956.
- [13] F. REINES et C. L. COWAN, « The Neutrino », *Nature*, vol. 178, p. 446, 1956.
- [14] T. D. LEE et C. N. YANG, « Questions of Parity Conservation in Weak Interactions », *Phys. Rev.*, vol. 104, p. 254–258, 1956.
- [15] C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES et R. P. HUDSON, « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay », *Phys. Rev.*, vol. 105, p. 1413–1414, 1957.
- [16] R. P. FEYNMAN et M. GELL-MANN, « Theory of the Fermi Interaction », *Phys. Rev.*, vol. 109, p. 193–198, 1958.
- [17] L. D. LANDAU, « On the Conservation Laws in Weak Interactions », *Nucl. Phys.*, vol. 3, p. 127, 1957.
- [18] M. L. GOLDHABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR, « Helicity of Neutrinos », *Phys. Rev.*, vol. 109, p. 1015–1017, 1958.
- [19] B. PONTECORVO, « Electron and Muon Neutrinos », *Sov. Phys. JETP*, vol. 10, p. 1236–1240, 1960.

- [20] G. DANBY *et al.*, « Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, p. 36–44, 1962.
- [21] S. WEINBERG, « A Model of Leptons », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, p. 1264–1266, 1967.
- [22] A. SALAM, « Weak and Electromagnetic Interactions », *Conf.Proc.*, vol. C680519, p. 367–377, 1968.
- [23] S. GLASHOW, « Partial-Symmetries of Weak Interactions », *Nucl. Phys.*, vol. 22, p. 579–588, 1961.
- [24] P. HIGGS, « Broken symmetries, massless particles and gauge fields », *Phys. Lett.*, vol. 12, p. 132–133, 1964.
- [25] F. ENGLERT et R. BROUT, « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, p. 321–322, 1964.
- [26] F. HASERT *et al.*, « Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment », *Phys. Lett.*, vol. B46, p. 138–140, 1973.
- [27] G. ARNISON *et al.*, « Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV », *Phys. Lett.*, vol. B122, p. 103–116, 1983.
- [28] G. ARNISON *et al.*, « Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider », *Phys. Lett.*, vol. B126, p. 398–410, 1983.
- [29] K. KODAMA *et al.*, « Observation of tau-neutrino interactions », *Phys. Lett.*, vol. B504, p. 218–224, 2001.
- [30] G. Aad *et al.*, « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC », *Phys. Lett.*, vol. B716, p. 1–29, 2012.
- [31] S. Chatrchyan *et al.*, « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC », *Phys. Lett.*, vol. B716, p. 30–61, 2012.
- [32] S. Schael *et al.*, « Precision electroweak measurements on the Z resonance », *Physics Reports*, vol. 427, p. 257–454, 2006.
- [33] Y. Fukuda *et al.*, « Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, p. 1562–1567, 1998.
- [34] B. Pontecorvo, « Mesonium and anti-mesonium », *Sov. Phys. JETP*, vol. 6, p. 429, 1957.
- [35] B. Pontecorvo, « Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge », *Sov. Phys. JETP*, vol. 7, p. 172–173, 1958.
- [36] Z. MAKI, M. NAKAGAWA et S. SAKATA, « Remarks on the unified model of elementary particles », *Prog. Theor. Phys.*, vol. 28, p. 870–880, 1962.
- [37] L. Wolfenstein, « Neutrino oscillations in matter », *Phys. Rev.*, vol. D17, p. 2369–2374, 1978.
- [38] S. Mikheev et A. Y. Smirnov, « Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos », *Sov. J. Nucl. Phys.*, vol. 42, p. 913–917, 1985.
- [39] B. T. Cleveland *et al.*, « Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector », *Astrophys. J.*, vol. 496, p. 505–526, 1998.
- [40] M. Apollonio *et al.*, « Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station », *Eur. Phys. J.*, vol. C27, p. 331–374, 2003. Publication de la collaboration CHOOZ.
- [41] Th. A. Mueller *et al.*, « Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra », *Phys. Rev.*, vol. C83, p. 054615, 2011.

-
- [42] G. MENTION *et al.*, « The Reactor Antineutrino Anomaly », *Phys. Rev.*, vol. D83, p. 073006, 2011.
- [43] W. HAMPEL *et al.*, « Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX », *Phys. Lett.*, vol. B420, p. 114–126, 1998.
- [44] F. KAETHER, W. HAMPEL, G. HEUSSER, J. KIKO et T. KIRSTEN, « Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments », *Phys. Lett.*, vol. B685, p. 47–54, 2010.
- [45] K. N. ABAZAJIAN *et al.*, *Light Sterile Neutrinos: A White Paper*, chap. 2, p. 45–59. Virginia Tech, 2012.
- [46] M. KOBAYASHI et T. MASKAWA, « CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction », *Prog. Theor. Phys.*, vol. 49, p. 652–657, 1973.
- [47] N. CABIBBO, « Unitary symmetry and leptonic decays », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, p. 531–533, 1963.
- [48] C. GIUNTI et C. W. KIM, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, p. 85. Oxford University Press, 2007.
- [49] C. GIUNTI et C. W. KIM, *op. cit.*, p. 18–20.
- [50] E. MAJORANA, « Theory of the Symmetry of Electrons and Positrons », *Nuovo Cim.*, vol. 14, p. 171–184, 1937.
- [51] C. GIUNTI et C. W. KIM, *op. cit.*, p. 189.
- [52] E. K. AKHMEDOV, « Neutrino physics », 1999. arXiv:hep-ph/0001264.
- [53] C. GIUNTI et C. W. KIM, *op. cit.*, p. 234–235.
- [54] S. ELIEZER et A. R. SWIFT, « Experimental Consequences of Electron Neutrino – Muon Neutrino Mixing in Neutrino Beams », *Nucl. Phys.*, vol. B105, p. 45, 1976.
- [55] H. FRITZSCH et P. MINKOWSKI, « Vector-like Weak Currents, Massive Neutrinos, and Neutrino Beam Oscillations », *Phys. Lett.*, vol. B62, p. 72, 1976.
- [56] S. M. BILENKY et B. PONTECORVO, « The Lepton–Quark Analogy and Muonic Charge », *Sov. J. Nucl. Phys.*, vol. 24, p. 316–319, 1976.
- [57] C. GIUNTI, « Theory of neutrino oscillations », 2004. arXiv:hep-ph/0401244.
- [58] C. GIUNTI et C. W. KIM, *op. cit.*, p. 245–321.
- [59] J. N. BAHCALL, A. M. SERENELLI et S. BASU, « New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes », *Astrophys. J.*, vol. 621, p. 85–88, 2005.
- [60] Y. FUKUDA *et al.*, « Solar Neutrino Data Covering Solar Cycle 22 », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, p. 1683–1686, 1996.
- [61] J. CRAVENS *et al.*, « Solar Neutrino Measurements in Super-Kamiokande-II », *Phys. Rev.*, vol. D78, p. 032002, 2008.
- [62] J. N. ABDURASHITOV *et al.*, « Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal », *Phys. Rev.*, vol. C60, 1999.
- [63] W. HAMPEL *et al.*, « GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV », *Phys. Lett.*, vol. B447, p. 127–133, 1999.
- [64] M. ALTMANN *et al.*, « GNO solar neutrino observations: Results for GNO I », *Phys. Lett.*, vol. B490, p. 16–26, 2000.
- [65] Q. R. AHMAD *et al.*, « Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, 2002.

-
- [66] J. N. BAHCALL, « Solar models and solar neutrinos: Current status », *Phys. Scripta*, vol. T121, p. 46–50, 2005.
- [67] S. ABE *et al.*, « Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, 2008.
- [68] A. GANDO *et al.*, « Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND », *Phys. Rev.*, vol. D83, p. 052002, 2011. Publication de la collaboration KamLAND.
- [69] J. BERINGER *et al.*, « The Review of Particle Physics », *Phys. Rev.*, vol. D86, p. 010001, 2012. <http://pdg.lbl.gov/>.
- [70] Th. A. MUELLER, *Expérience Double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2010.
- [71] Y. ASHIE *et al.*, « A Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters by Super-Kamiokande I », *Phys. Rev.*, vol. D71, 2005.
- [72] Y. ABE *et al.*, « Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 131801, 2012. Publication de la collaboration Double Chooz.
- [73] F. AN *et al.*, « Improved Measurement of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay », *Chin. Phys.*, vol. C37, p. 011001, 2013. Publication de la collaboration DAYA-BAY.
- [74] J. K. AHN *et al.*, « Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 191802, 2012. Publication de la collaboration RENO.
- [75] T. KONNO, « Measurement of θ_{13} by neutrino oscillation experiments ». Présentation à la conférence Moriond Cosmology, 2012.
- [76] F. AN *et al.*, « Spectral measurement of electron antineutrino oscillation amplitude and frequency at Daya Bay », 2013. Soumis à publication dans *Phys. Rev. Lett.* arXiv:hep-ex/1310.6732.
- [77] K. ABE *et al.*, « Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 041801, 2011. Publication de la collaboration T2K.
- [78] K. ABE *et al.*, « Evidence of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam », *Phys. Rev.*, vol. D88, p. 032002, 2013. Publication de la collaboration T2K.
- [79] P. ADAMSON *et al.*, « Measurement of Neutrino and Antineutrino Oscillations Using Beam and Atmospheric Data in MINOS », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 251801, 2013. Publication de la collaboration MINOS.
- [80] P. ADAMSON *et al.*, « Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 181802, 2011. Publication de la collaboration MINOS.
- [81] V. DURAND, *Mesure du paramètre de mélange leptonique θ_{13} auprès de l'expérience d'antineutrinos de réacteurs Double Chooz*. Thèse de doctorat, Université Paris Diderot, 2012.
- [82] C. GIUNTI, « Phenomenology of absolute neutrino masses », *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, vol. 145, p. 231–236, 2005.
- [83] C. GIUNTI, « Phenomenology of absolute neutrino masses », *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, vol. 145, p. 231–236, 2005.
- [84] F. VISSANI, « Nonoscillation searches of neutrino mass in the age of oscillations », *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, vol. 100, p. 273–275, 2001.

-
- [85] Y. FARZAN et A. Y. SMIRNOV, « On the effective mass of the electron neutrino in beta decay », *Phys. Lett.*, vol. B557, p. 224–232, 2003.
- [86] C. WEINHEIMER, « Direct Determination of Neutrino Mass from Tritium Beta Spectrum », in *Actes du CLXX^e cours de l'École internationale de physique "Enrico Fermi"*, Varenna, Italie, 2008.
- [87] P. VOGEL, « Neutrinoless Double Beta Decay », in *Proceedings, Summer School, TASI2006, Boulder, USA* (S. DAWSON et R. N. MOHAPATRA, éd.), p. 577–608, 2006.
- [88] C. KRAUS, B. BORNSCHEIN, L. BORNSCHEIN, J. BONN, B. FLATT *et al.*, « Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay », *Eur. Phys. J.*, vol. C40, p. 447–468, 2005.
- [89] V. N. ASEEV *et al.*, « An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment », *Phys. Rev.*, vol. D84, p. 112003, 2011.
- [90] K. ASSAMAGAN *et al.*, « Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam », *Phys. Rev.*, vol. D53, p. 6065–6077, 1996.
- [91] R. BARATE *et al.*, « An upper limit on the tau-neutrino mass from three- and five-prong tau decays », *Eur. Phys. J.*, vol. C2, p. 395–406, 1998.
- [92] W. RODEJOHANN, « Neutrino-less Double Beta Decay and Particle Physics », *International Journal of Modern Physics*, vol. E20, n° 9, p. 1833–1930, 2011.
- [93] H. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, A. DIETZ, H. HARNEY et I. KRIVOSHEINA, « Evidence for neutrinoless double beta decay », *Mod. Phys. Lett.*, vol. A16, p. 2409–2420, 2001.
- [94] M. AGOSTINI *et al.*, « Results on neutrinoless double beta decay of ^{76}Ge from GERDA Phase I », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 122503, 2013.
- [95] F. VON FEILITZSCH, A. A. HAHN et K. SCHRECKENBACH, « Experimental beta spectra from Pu-239 and U-235 thermal neutron fission products and their correlated antineutrinos spectra », *Phys. Lett.*, vol. B118, p. 162–166, 1982.
- [96] K. SCHRECKENBACH *et al.*, « Determination of the antineutrino spectrum from U-235 thermal neutron fission products up to 9.5 MeV », *Phys. Lett.*, vol. B160, p. 325–330, 1985.
- [97] A. A. HAHN *et al.*, « Antineutrino spectra from Pu-241 and Pu-239 thermal neutron fission products », *Phys. Lett.*, vol. B218, p. 365–368, 1989.
- [98] D. LHUILLIER, « Reactor flux calculations », in *Nuclear Physics*, vol. B (Proc. Suppl.), p. 11–16, Actes de la conférence *Neutrino 2012*, 2013.
- [99] P. HUBER, « On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors », *Phys. Rev.*, vol. C84, p. 024617, 2011.
- [100] K. N. ABAZAJIAN *et al.*, *Light Sterile Neutrinos: A White Paper*, chap. 3, p. 98–118. Virginia Tech, 2012.
- [101] T. LASSERRE, « Evidence for Sterile Neutrinos and Implications for Physics–Astrophysics ». Présentation à la conférence TAUP, septembre 2013.
- [102] D. LHUILLIER, « Experimental review of sterile neutrino searches ». Présentation à la conférence EPS, juillet 2013.
- [103] A. P. SEREBROV, V. G. ZINOVIEV, A. K. FOMIN, U. E. LOGINOV, M. S. ONEGIN *et al.*, « Neutrino-4 experiment: preparations for search for sterile neutrino at 100 MW Reactor SM-3 at 6-13 meters », 2012. arXiv:hep-ph/1205.2955.
- [104] A. V. DERBIN, A. S. KAYUNOV et V. N. MURATOVA, « Search for Neutrino Oscillations at a Research Reactor », 2012. arXiv:hep-ph/1204.2449.

- [105] M. DANILOV, « Sensitivity of the DANSS detector for a sterile neutrino searches ». Présentation à la conférence EPS, juillet 2013.
- [106] K. M. HEEGER, B. R. LITTLEJOHN et H. P. MUMM, « Multiple Detectors for a Short-Baseline Neutrino Oscillation Search Near Reactors », 2013. arXiv:hep-ex/1307.2859.
- [107] G. GUO, F. HAN, X. JI, J. LIU, Z. XI et H. ZHANG, « Sterile Neutrino Search Using China Advanced Research Reactor », 2013. arXiv:hep-ex/1303.0607.
- [108] K. N. ABAZAJIAN *et al.*, *Light Sterile Neutrinos: A White Paper*. Virginia Tech, 2012.
- [109] G. RANUCCI, « Borexino: recent solar and terrestrial neutrino results and description of the SOX project ». Présentation à la conférence EPS, juillet 2013.
- [110] K. N. ABAZAJIAN *et al.*, *Light Sterile Neutrinos: A White Paper*, chap. 3, p. 95. Virginia Tech, 2012.
- [111] A. A. AGUILAR-AREVALO *et al.*, « Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam », *Phys. Rev.*, vol. D64, p. 112007, 2001. Publication de la collaboration LSND.
- [112] A. A. AGUILAR-AREVALO *et al.*, « Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the MiniBooNE Experiment », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 161801, 2013. Publication de la collaboration MiniBooNE.
- [113] H. CHEN, « A Proposal for a New Experiment Using the Booster and NuMI Neutrino Beamlines: MicroBooNE », 2007. http://www-microboone.fnal.gov/public/MicroBooNE_10152007.pdf.
- [114] M. ARCHIDIACONO, N. FORNENGO, C. GIUNTI, S. HANNESTAD et A. MELCHIORRI, « Sterile Neutrinos: Cosmology vs Short-BaseLine Experiments », 2013. arXiv:astro-ph/1302.6720.
- [115] Y. ABE *et al.*, « Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment », *Phys. Rev.*, vol. D86, p. 052008, 2012. Publication de la collaboration Double Chooz.
- [116] Y. ABE *et al.*, « First Measurement of θ_{13} from Delayed Neutron Capture on Hydrogen in the Double Chooz Experiment », *Phys. Lett.*, vol. B723, p. 66–70, 2013. Publication de la collaboration Double Chooz.
- [117] Agence pour l'énergie nucléaire de l'OCDE. *Forum international génération IV*. <http://www.gen-4.org/>.
- [118] P. REUSS, *L'Épopée de l'énergie nucléaire*, p. 50–51. Éditions EDP Sciences, Collection Génie Atomique, 2007.
- [119] Framatome.
- [120] C. de la VAISSIÈRE, « laradioactivite.com ». IN2P3 / EDP Sciences. <http://www.laradioactivite.com>.
- [121] C. PAUQUET. La médiathèque EDF.
- [122] « ENDF. Evaluated Nuclear Data File ». (IAIEA) National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [123] M. FALLOT *et al.* Document interne à la collaboration Double Chooz, 2012.
- [124] BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY, « National nuclear data center ». <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [125] WIKIMEDIA FOUNDATION, « Wikipedia ». <http://www.en.wikipedia.org>.
- [126] X. MA, W. ZHONG, L. WANG, Y. CHEN et J. CAO, « Improved Calculation of Thermal Fission Energy », *Phys. Rev.*, vol. C88, p. 014605, 2013.

-
- [127] P. HUBER et T. SCHWETZ, « Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos », *Phys. Rev.*, vol. D70, p. 053011, 2004.
- [128] W. MAMPE *et al.*, « The double focusing iron-core electron-spectrometer BILL for high resolution (n, e^-) measurements at the high flux reactor in Grenoble », *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 154, n° 1, p. 127–149, 1978.
- [129] P. VOGEL et J. F. BEACOM, « The angular distribution of the neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ », *Phys. Rev.*, vol. D60, 1999.
- [130] D. H. WILKINSON, « Phase space for neutron beta-decay: an update », *Nuclear Instruments and Methods A*, vol. 404, n° 2–3, p. 305–310, 1998.
- [131] A. PICHLMAIER, V. VARLAMOV, K. SCHRECKENBACH et P. GELTENBORT, « Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II », *Phys. Lett.*, vol. B693, p. 221–226, 2010.
- [132] J. BERINGER *et al.*, « Review of Particle Physics (RPP) », *Phys. Rev.*, vol. D86, p. 010001, 2012.
- [133] T. HAGNER, R. von HENTIG, B. HEISINGER, L. OBERAUER, S. SCHÖNERT *et al.*, « Muon induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors », *Astropart. Phys.*, vol. 14, p. 33–47, 2000.
- [134] F. ARDELLIER *et al.*, « Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13} », 2006. Publication de la collaboration Double Chooz.
- [135] T. MATSUBARA, T. HARUNA, T. KONNO, Y. ENDO, M. BONGRAND *et al.*, « Evaluation of 400 low background 10-in. photo-multiplier tubes for the Double Chooz experiment », *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A661, p. 16–25, 2012.
- [136] G. ALIMONTI *et al.*, « Science and technology of BOREXINO: a real time detector for low-energy solar neutrinos », *Astropart. Phys.*, vol. 16, p. 205–234, 2002.
- [137] C. ABERLE, C. BUCK, B. GRAMLICH, F. HARTMANN, M. LINDNER *et al.*, « Large scale Gd-beta-diketonate based organic liquid scintillator production for antineutrino detection », *JINST*, vol. 7, p. P06008, 2012.
- [138] C. ABERLE, C. BUCK, F. HARTMANN et S. SCHÖNERT, « Light yield and energy transfer in a new Gd-loaded liquid scintillator », *Chem. Phys. Lett.*, vol. 516, p. 257–262, 2011.
- [139] R. BRUN, F. RADEMAKERS *et al.*, « ROOT: A Data Analysis Framework ». <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [140] P. NOVELLA, « DOGS Analysis Framework ». Note interne Double Chooz.
- [141] A. AFANACIEV *et al.*, « GEANT4: A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter ». <http://geant4.cern.ch/>.
- [142] M. FECHNER *et al.*, « The Cheetah program ». Note interne Double Chooz, 2011.
- [143] P. NOVELLA *et al.*, « DCRecoPulse: Software and algorithms for pulse reconstruction ». Note interne Double Chooz, 2009.
- [144] I. STANCU, « The Double Chooz Optical Model ». Note interne Double Chooz, 2011.
- [145] I. STANCU, « The Performance of RecoBAMA in Light of the First Calibration Data ». Note interne Double Chooz, 2011.
- [146] I. STANCU, « The ^{68}Ge Calibration Data and the SPE Inefficiency ». Note interne Double Chooz, 2011.
- [147] I. STANCU *et al.*, « RecoBAMA with and without Time Offsets: MC and Data ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, 2011.

- [148] M. STRAIT, « FIDO: The Fused Inner Detector/Veto and Outer Veto Stopping and Through-going Muon Reconstruction ». Note interne Double Chooz, 2013.
- [149] Y. ABE, A. CABRERA et M. ISHITSUKA, « Linearized-PE calibration technote ». Note interne Double Chooz, 2012.
- [150] A. CABRERA, « Second Publication Energy Scale ». Note interne Double Chooz, mai 2012.
- [151] A. J. FRANKE, D. LHUILLIER, C. MARIANI et M. SHAEVITZ, « Event Generation & Uncertainty Propagation in DCRxtrTools using the Bugey4 Anchor Point ». Note interne Double Chooz, novembre 2011.
- [152] C. ABERLE et G. HORTON-SMITH, « Double Chooz Geant4 Summary Talk ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, avril 2012.
- [153] L. HSU, « KLG4sim : A Full Monte Carlo Simulation for KamLAND ». Présentation donnée à la conférence MAND, juin 2005. http://neutrino.phys.ksu.edu/MAND-sim/MAND-simtalks/KLG4sim_talk.pdf.
- [154] C. ABERLE, *Optimization, Simulation and Analysis of the Scintillation Signals in the Double Chooz Experiment*. Thèse de doctorat, Combined Faculties for the Natural Sciences and for Mathematics of the Ruperto-Carola University of Heidelberg, 2011.
- [155] J. B. BIRKS, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. International Series of Monographs on Electronics and Instrumentation, Pergamon Press, Londres, 1964.
- [156] M. HOFMANN, *Liquid Scintillators and Liquefied Rare Gases for Particle Detectors; Background-Determination in Double Chooz and Scintillation Properties of Liquid Argon*, chap. 8, p. 87–128. Thèse de doctorat, Technische Universität München, 2012.
- [157] D. MOTTA et S. SCHÖNERT, « Optical properties of Bialkali photocathodes », *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A539, p. 217–235, 2005.
- [158] A. CABRERA, « RoSS: Status Report ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, mars 2007.
- [159] J. R. GRANADA, « Slow-neutron scattering by molecular gases: A synthetic scattering function », *Phys. Rev.*, vol. B31, n° 7, p. 4167–4177, 1985.
- [160] A. ETENKO, Institut Kourchatov. Communication personnelle.
- [161] A. ETENKO, « Slow Neutrons Modelling ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, décembre 2009.
- [162] BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY, « ENSDF: Evaluated Nuclear Structure Data File ». <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [163] D. DIETRICH, *Studying the Muon Background Component in the Double Chooz Experiment*, chap. 6, p. 99–134. Thèse de doctorat, Eberhard Karls Universität Tübingen, 2013.
- [164] M. RÖHLING, « IV Trigger Studies ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, mars 2012.
- [165] F. BEISSEL *et al.*, « The trigger and timing system of the Double Chooz experiment », *Journal of Instrumentation*, vol. 8, n° 01, p. T01003, 2013.
- [166] E. CALVO, « Toward a better understanding of the Hamamatsu R7081 PMT glowing ». Document interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2011.
- [167] A. COLLIN *et al.*, « Pulse Shape Analysis for Light Noise Rejection ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, mars 2011.
- [168] C. PALOMARES et R. SANTORELLI, « Light Noise Rate: Correlation With Buffer Temperature ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, juillet 2013.

-
- [169] A. COLLIN, C. PALOMARES, A. REMOTO *et al.*, « Section 1: Light Noise », in *Inter-cluster Analysis Comparison: EU++ Results*, p. 2–20. Document interne à la collaboration Double Chooz, juillet 2011.
- [170] A. COLLIN *et al.*, « Light Noise Tagging Systematics Studies with Neutrino Candidate Samples », in *EU++ Results for Second Comparison Stage*, p. 32–39. Document interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2011.
- [171] H. FURUTA et T. KAWASAKI, « Light Noise Rejection With the Default Cut For the Reprocessed Data ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2011.
- [172] C. PALOMARES, « Light Noise Plots Using Neutrino Sample ». Document interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2011.
- [173] R. CARR *et al.*, « Correlated Light Noise Background », in *Hydrogen Analysis Technote*, p. 58–61. Document interne à la collaboration Double Chooz, 2012.
- [174] D. FRANCO, « Light Noise Cut Test With Calibration Data ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, août 2011.
- [175] R. RONCIN et A. CABRERA, « Light Noise Cuts for Third Publication ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, juillet 2013.
- [176] V. SIBILLE, « Accurate Measurement of the θ_{13} Neutrino Mixing Angle with Double Chooz », rapport de stage, Grenoble INP – Phelma, 2013.
- [177] T. ARAKI, « Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 081801, 2005. Publication de la collaboration KamLAND.
- [178] M. WURM, « ^9Li Rate from Inner Detector Data ». Document interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2012.
- [179] M. WURM, « ^9Li Rate for Hydrogen Analysis and Updated Spectrum ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, novembre 2012.
- [180] Y. PREZADO *et al.*, « Large asymmetry in the strongest β -transition for $A=9$ », *Phys. Lett.*, vol. B576, p. 55–61, 2003.
- [181] M. MADURGA *et al.*, « Multiple particle break-up study of low excited states in ^9Be : The ghost peak in the ^8Be excitation energy spectrum visited », *Eur. Phys. J. Special Topics*, vol. 150, p. 137–138, 2007.
- [182] Y. PREZADO *et al.*, « Low-lying resonance states in the ^9Be continuum », *Phys. Lett.*, vol. B618, p. 43–50, 2005.
- [183] A. REMOTO *et al.*, « Technical Note on Correlated Background for Second Publication ». Document interne à la collaboration Double Chooz, septembre 2012.
- [184] A. REMOTO, *Correlated background and impact on the measurement of θ_{13} with the Double Chooz detector*, chap. 5, p. 107–157. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2012.
- [185] J. GAFFIOT, *Étude des neutrinos de réacteur : mise en place et caractérisation du détecteur Nucifer*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2012.
- [186] E. CONOVER, « Vetoing with Outer Veto in inverse beta decay selection ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, mars 2012.
- [187] M. HOFMANN, « Analysis of the Bi–Po Coincidences and (α ,n) Background ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, juillet 2012.
- [188] C. JOLLET, A. MEREGAGLIA et A. MINOTTI, « Use of pulse shape to control vertex reconstruction and stopping muons identification ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, mars 2013.

- [189] Y. ABE *et al.*, « Direct Measurement of Backgrounds using Reactor-Off Data in Double Chooz », *Phys. Rev.*, vol. D87, p. 011102, 2013. Publication de la collaboration Double Chooz.
- [190] P. REUSS, *Précis de neutronique*, p. 411. Éditions EDP Sciences, Collection Génie Atomique, 2003.
- [191] R. A. FORREST, « FISPACT-2007: User Manual ». UKAEA-FUS-534, 2007.
- [192] Y. CHELET, *La Radioactivité*, chap. 6, p. 147–169. Éditions Nucléon, 2006.
- [193] N. KERKAR et Ph. PAULIN, *Exploitation des cœurs REP*, p. 29. Éditions EDP Sciences, Collection Génie Atomique, 2008.
- [194] NUCLEAR ENERGY AGENCY, « MURE, MCNP Utility for Reactor Evolution: couples Monte-Carlo transport with fuel burnup calculations », 2009. <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1845>.
- [195] C. JOSSE, « Applications des neutrinos à la non-prolifération : mesure du flux de neutrinos du réacteur de recherche Osiris avec le détecteur Nucifer. », rapport de stage, École Nationale Supérieure d'Ingénieur de Caen, 2011.
- [196] A. TOBIAS, « Derivation of Decay Heat Benchmark for ^{235}U and ^{239}Pu by a Least-squares Fit to Measured Data », GEGB Report RD/B/6210/R89, mai 1989.
- [197] C. AMOUROUX, « Études de sensibilité des rendements isobariques et isotopiques des produits de fission des actinides sur la chaleur résiduelle des combustibles usés », rapport de stage, Grenoble INP – Phelma, 2011.
- [198] F. P. AN *et al.*, « Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 171803, 2012. Publication de la collaboration DAYA-BAY.
- [199] G. ZATSEPIN et O. RYAZHSKAYA, « Calculation of neutron production by mu-mesons for different ground depths », *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.*, 1965. BNL-TR-74.
- [200] Y. F. WANG, V. BALIC, G. GRATTA, A. FASSO, S. ROESLER *et al.*, « Predicting neutron production from cosmic ray muons », *Phys. Rev.*, vol. D64, p. 013012, 2001.
- [201] S. ABE *et al.*, « Production of Radioactive Isotopes through Cosmic Muon Spallation in KamLAND », *Phys. Rev.*, vol. C81, p. 025807, 2010. Publication de la collaboration KamLAND.
- [202] K. ZBIRI, « Physics process of cosmogenics Li-9 and He-8 production on muons interactions with carbon target in liquid scintillator », *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A597, p. 219–221, 2008.
- [203] *Rate-Only Analysis with Reactor-Off Data in Double Chooz*, 2013. Actes des rencontres de Moriond : *Electroweak Interactions and Unified Theories*. http://moriond.in2p3.fr/Proceedings/2013/Moriond_EW_2013.pdf.
- [204] P.-J. CHANG *et al.*, « Detection Systematics For Second Oscillation Analysis ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, mai 2012.
- [205] R. CARR *et al.*, « Detection Efficiency and Systematics », in *Hydrogen Analysis Technote*, p. 12–28. Document interne à la collaboration Double Chooz, 2012.
- [206] « MCNPX: Monte Carlo N-Particle eXtended ». Los Alamos National Laboratory. <https://mcnpx.lanl.gov/>.
- [207] « TRIPOLI-4.3.3 and 4.4, Coupled Neutron, Photon, Electron, Positron 3-D, Time Dependent Monte-Carlo, Transport Calculation », 2009. Agence pour l'énergie nucléaire. <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/NEA-1716/>.
- [208] Th. A. MUELLER, *Expérience Double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs*, chap. 7, p. 149–164. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2010.

-
- [209] I. HRIVNACOVA, L. GARNIER et B. VIREN, « VGM: Virtual Geometry Model ». <http://ivana.home.cern.ch/ivana/VGM.html>.
- [210] E. CADEN, *Studying Neutrino Directionality with the Double Chooz Experiment*. Thèse de doctorat, Drexel University, juin 2013.
- [211] R. RONCIN, E. CADEN et V. FISCHER, « Neutrino Directionality Measurement with the Double Chooz Experiment ». Document interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2013.
- [212] J. HASER, Max Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg. Communication personnelle.
- [213] J. HASER, « Spill-in/-out Technical Note (First and Second Publications) ». Document interne à la collaboration Double Chooz, juillet 2012.
- [214] C. BUCK et B. REINHOLD, « Proton Numbers in the Double Chooz Detector ». Document interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2012.
- [215] R. QUÉVAL, *Characterization, Modelization and Optimization of the Double Chooz acrylic vessels: Physics Impact*. Thèse de doctorat, Université Paris Diderot, 2010.
- [216] K. TERAOKA *et al.*, « Spill In/Out Global Normalisation Studies for Hydrogen Analysis ». Document interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2012.
- [217] A. COLLIN, « Status on Spill-in/out Systematics for Third Publication ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2013.
- [218] A. COLLIN, « Optimization of ΔT Cut with Respect to Detection Systematics ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, septembre 2013.
- [219] Th. A. MUELLER, *Expérience Double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs*, chap. 6, p. 131–148. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2010.
- [220] E. TOURNU, S. FORTIER *et al.*, « Improving Pressurized Water Reactor Performance Through Instrumentation: Application Case of Reducing Uncertainties on Thermal Power ». EPRI, Palo Alto, CA, p. 1001470, 2001.
- [221] O. MEPLAN *et al.*, « MURE: MCNP Utility for Reactor Evolution – Description of the methods, first applications and results », in *European Nuclear Conference 2005*, Nuclear Power for the XXIst Century: From basic research to high-tech industry, 2005.
- [222] C. L. JONES, A. BERNSTEIN, J. M. CONRAD, Z. DJURCIC, M. FALLOT *et al.*, « Reactor Simulation for Antineutrino Experiments using DRAGON and MURE », *Phys. Rev.*, vol. D86, p. 012001, 2012.
- [223] Y. DÉCLAIS, H. de KERRET, B. LEFIEVRE, M. OBOLENSKY, A. ETENKO *et al.*, « Study of reactor anti-neutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant », *Phys. Lett.*, vol. B338, p. 383–389, 1994.
- [224] P. ADAMSON *et al.*, « Measurement of the neutrino mass splitting and flavor mixing by MINOS », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 181801, 2011. Publication de la collaboration MINOS.
- [225] A. FRANKE et A. COLLIN, « Propagating Antineutrino Spectrum Uncertainties to Reconstructed Positron Energy ». Présentation interne à la collaboration Double Chooz, octobre 2011.
- [226] H. KWON *et al.*, « Search for neutrino oscillations at a fission reactor », *Phys. Rev.*, vol. D24, p. 1097–1111, 1981.
- [227] A. HOUMMADA *et al.*, « Neutrino oscillations I.L.L. experiment reanalysis », *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 46, n° 6/7, p. 449–450, 1995.

-
- [228] V. M. BUI, *La décroissance β des produits de fission pour la non-prolifération et la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires*, p. 99. Thèse de doctorat, École des Mines de Nantes, 2012.
- [229] P. HUBER, M. LINDNER, T. SCHWETZ et W. WINTER, « Reactor neutrino experiments compared to superbeams », *Nucl. Phys.*, vol. B665, p. 487–519, 2003.
- [230] J. PELZER, « Démarrage de l'expérience Nucifer, un détecteur d'antineutrinos miniature placé à 7 mètres du cœur du réacteur OSIRIS », rapport de stage, École polytechnique, 2012.
- [231] C. GIUNTI, M. LAVEDER, Y. LI et H. LONG, « Short-Baseline Electron Neutrino Oscillation Length After Troitsk », *Phys. Rev.*, vol. D87, p. 013004, 2013.
- [232] K. HEEGER, B. LITTLEJOHN, H. MUMM et M. TOBIN, « Experimental Parameters for a Reactor Antineutrino Experiment at Very Short Baselines », *Phys. Rev.*, vol. D87, p. 073008, 2013.
- [233] « Étude de la tenue de la dalle du niveau C sous nouvelles charges au sol ». Iosis Industries, Note technique ILL 10305-NT-317, 2010.
- [234] <http://sae.obspm.fr/nos-actions-didactiques/cosmos-a-lecole.html>.
- [235] M. VIVIER, « Nucifer Results ». Présentation au congrès *Applied Anti-neutrino Physics*, novembre 2013.
- [236] M. A. LONE, D. C. SANTRY et W. M. INGLIS, « MeV neutron production from thermal neutron capture in Li and B compounds », *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 174, n° 3, p. 521–529, 1980.
- [237] Avec l'aimable autorisation de M. Christian BUCK, Max Plank Institut für Kernphysik, Heidelberg.
- [238] T.-A. NGHIEM, septembre 2013. Note interne.

Annexe A

Acronymes

CEA : Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives

DUI : *digital unit of intensity* (unité arbitraire de courant)

DUQ : *digital unit of charge* (unité arbitraire de charge)

EDF : Électricité de France

FoM : paramètre de mérite caractérisant les performances de la discrimination en forme des signaux (pour l'anglais *figure of merit*)

GC : *gamma-catcher* (Double Chooz)

ID : détecteur interne (Double Chooz), pour *inner detector*

ILL : Institut Laue-Langevin

Irfu : Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers

IV : *veto* interne (Double Chooz), pour *inner veto*

OV : *veto* externe (Double Chooz), pour *outer veto*

PE : photo-électron

PM : (tube) photo-multiplicateur

PSD : discrimination en forme des signaux (de l'anglais *pulse shape discrimination*)

REP : réacteur à eau pressurisée

RHF : réacteur à haut flux (réacteur de l'ILL à Grenoble)

Table des matières

Avant-propos	1
I De la physique des neutrinos	5
1 Du postulat au renouveau de la physique des neutrinos	7
1.1 Historique	7
1.1.1 Les premières heures : neutrinos et interaction faible	7
1.1.2 Mise en évidence expérimentale et développements	8
1.2 Les neutrinos et le modèle standard de la physique des particules	9
1.2.1 Le modèle standard de la physique des particules	9
1.2.2 Masse des particules dans le modèle standard	11
1.2.3 Extensions au modèle standard	14
1.3 Oscillation des neutrinos	19
1.3.1 Mélange des saveurs de neutrinos	19
1.3.2 Formalisme des oscillations	20
1.3.3 Oscillations à deux saveurs	23
2 Situation expérimentale : masses et paramètres de mélange	25
2.1 Paramètres des oscillations de saveurs	26
2.1.1 Neutrinos solaires	26
2.1.2 Neutrinos atmosphériques	28
2.1.3 Le secteur gouverné par θ_{13}	30
2.2 Masses absolues et hiérarchie	35
2.2.1 Hiérarchie des masses	35
2.2.2 Décroissance β du tritium	36
2.2.3 Double décroissance β sans émission de neutrino	37
2.3 Neutrinos stériles	38
2.3.1 Anomalie des antineutrinos de réacteurs	38
2.3.2 Vers des neutrinos stériles ?	39
2.3.3 Projets expérimentaux dans un contexte international	40
2.3.4 Données d'étalonnage des expériences GALLEX et SAGE	45
2.3.5 LSND et MiniBooNE	45
2.3.6 Bilan	46
II Double Chooz à la recherche de θ_{13}	49
1 De la source au signal	51
1.1 Principes de l'expérience Double Chooz	51

1.1.1	Réacteurs et antineutrinos	51
1.1.2	Détection des $\bar{\nu}_e$	58
1.1.3	Vers une mesure de précision de l'oscillation	62
1.2	Détecteurs	63
1.2.1	Géométrie des détecteurs	64
1.2.2	Acquisition de données et systèmes d'étalonnage	68
1.2.3	Une expérience en deux phases	70
1.3	Analyse de l'expérience Double Chooz	71
1.3.1	Deux canaux pour une seule mesure	71
1.3.2	Spectres détectés et ajustement de θ_{13}	72
2	Reconstruction des événements et simulation du détecteur	77
2.1	Chaîne d'analyse des données et reconstructions	77
2.1.1	Chaîne d'analyse des données	77
2.1.2	Reconstruction des impulsions	78
2.1.3	Reconstruction en position	80
2.1.4	Reconstruction des muons	81
2.2	Étalonnage	81
2.2.1	Gain des photo-multiplicateurs	81
2.2.2	Échelle d'énergie	82
2.3	Simulations Monte-Carlo	84
2.3.1	Générateur d'événements antineutrinos	84
2.3.2	Optimisation de la simulation et améliorations apportées	84
3	Candidats $\bar{\nu}_e$ et bruits de fond	89
3.1	Sélection des candidats $\bar{\nu}_e$	89
3.1.1	Coupures de sélection	89
3.1.2	Échantillon de données	94
3.1.3	Bilan des candidats sélectionnés	95
3.2	Bruit lumineux généré par les photo-multiplicateurs	97
3.2.1	Caractérisation des signaux de bruit lumineux	97
3.2.2	Efficacité et pureté des coupures	99
3.3	Bruits de fond accidentels	105
3.3.1	Événements simples	105
3.3.2	Coïncidences accidentelles	106
3.4	Bruits de fond corrélés	107
3.4.1	Bruits de fond cosmogéniques	107
3.4.2	Neutrons rapides et désintégrations de muons	111
3.5	Mesure du bruit de fond lors des périodes d'arrêt des réacteurs	117
3.5.1	Prédiction du taux de $\bar{\nu}_e$ résiduels pendant l'arrêt des réacteurs	117
3.5.2	Analyse des données acquises pendant l'arrêt simultané des réacteurs	123
3.5.3	Variation du taux de détection des $\bar{\nu}_e$ en fonction de la puissance des réacteurs	125
4	Incertitudes liées à la physique du neutron	127
4.1	Efficacité de détection et effets de bord	127
4.1.1	Inefficacité des coupures de sélection	127
4.1.2	Effets de bord	128
4.1.3	Effets de bord et modélisation de la physique du neutron	130
4.2	Évaluation des systématiques associées	131

4.2.1	Stratégie	131
4.2.2	Simulations	133
4.2.3	Bilan	135
4.3	Conclusion et perspectives	143
5	Ajustement du paramètre de mélange θ_{13}	145
5.1	Prédiction des spectres $\bar{\nu}_e$ des réacteurs	145
5.1.1	Des spectres de référence à la prédiction du flux $\bar{\nu}_e$ à Chooz	145
5.1.2	L'expérience Bugey 4 : détecteur proche de Double Chooz	146
5.2	Incertitudes	147
5.2.1	Analyse gadolinium	147
5.2.2	Analyse hydrogène	148
5.3	Définition du χ^2	148
5.4	Résultats de l'ajustement de θ_{13}	151
5.4.1	Analyse gadolinium	151
5.4.2	Analyse hydrogène	153
5.4.3	Bilan	154
III	Projet STEREO	155
1	Genèse du projet	157
1.1	Travaux autour de l'anomalie réacteur	157
1.2	Stratégie de mise en évidence expérimentale d'éventuels neutrinos stériles	158
1.2.1	Signal physique recherché	158
1.2.2	Caractéristiques requises : réacteur et détecteur	159
1.2.3	Production et détection des $\bar{\nu}_e$	160
1.3	Potentiel de découverte de STEREO	161
1.3.1	Définition du χ^2	161
1.3.2	Hypothèses d'entrée : études d'impact	163
2	Caractérisation du site de l'Institut Laue-Langevin	173
2.1	Site du réacteur de l'Institut Laue-Langevin	173
2.1.1	Réacteur à haut flux de l'ILL	173
2.1.2	Implantation de l'expérience à l'ILL	174
2.2	Bruits de fond : mesures sur site	177
2.2.1	Bruit de fond dû aux rayons cosmiques	177
2.2.2	Bruit de fond dû aux rayons γ	178
2.2.3	Bruits de fond dus aux neutrons	179
2.2.4	Bilan	181
3	Développement du projet	183
3.1	Détecteur STEREO	183
3.1.1	Géométrie du détecteur	183
3.1.2	Simulation Monte-Carlo	185
3.1.3	Efficacité de détection	186
3.1.4	Réponse en énergie	186
3.1.5	Segmentation et reconstruction de la position d'interaction	189
3.1.6	Liquides scintillants	190
3.1.7	Blindages	193
3.2	Perspectives	195

Conclusion	197
Bibliographie	201
A Acronymes	213

Remerciements

Je tiens à remercier M. Philippe CHOMAZ pour m'avoir permis de mener mon travail de thèse à l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers du CEA, et à M. Michel GARÇON et M^{me} Héroïse GOUTTE de m'avoir accueilli au sein du Service de physique nucléaire. Je tiens à leur exprimer, ainsi qu'à tous les membres des différentes équipes, ma reconnaissance pour l'attention portée aux doctorants au sein de l'Institut et pour les moyens mis à leur disposition qui offrent un cadre propice au bon déroulement d'une thèse.

Je ne saurais exprimer toute ma gratitude à M. David LHUILLIER, qui a dirigé mon travail durant cette thèse, pour ses conseils toujours aussi pertinents qu'exigeants. Je lui sais gré de sa patience et de sa disponibilité lorsque je lui exprimais mes difficultés ou lui présentais l'avancée de mes travaux. Il est pour beaucoup dans l'orientation qu'a prise cette thèse, tout en sachant toujours me laisser la liberté de conduire mes recherches.

Je remercie vivement MM. Johann COLLOT et Henri PESSARD de m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de cette thèse. Je tiens également à exprimer toute ma gratitude envers MM. Pierre DESESQUELLES, Éric DUMONTEIL, Hervé de KERRET, Thierry LASSERRE et Manfred LINDNER pour avoir accepté de participer au jury de soutenance. Leurs suggestions ont permis la correction et l'amélioration de ce document.

M^{me} Nicole d'HOSE a été mon tuteur pendant cette thèse au Service de physique nucléaire. Elle a su prendre le temps de suivre mon travail et de s'y intéresser, qu'elle en soit chaleureusement remerciée !

L'ensemble du groupe des neutrinos de réacteurs à l'Irfu, que ce soit au Service de physique nucléaire ou de physique des particules, contribue à créer un cadre de travail aussi agréable que stimulant. Je remercie tout particulièrement M. Alain LETOURNEAU pour les discussions autour de la physique des réacteurs et des techniques de détection des neutrons. Je remercie également M. Thierry LASSERRE qui s'est toujours intéressé à mon travail et a contribué par ses conseils à imprimer certaines directions dans son évolution. J'exprime toute ma gratitude à M. Guillaume MENTION pour ses réponses précises et claires à mes nombreuses questions naïves. Je tiens à exprimer mes remerciements à M. Maximilien FECHNER qui, avant son départ du CEA, a su se rendre disponible pour répondre à mes nombreuses questions de physicien débutant au sujet de la programmation et qui ensuite m'a beaucoup aidé à remettre en place la mesure et l'analyse radiologique d'échantillons à l'aide d'un détecteur à germanium. Je remercie également M. Matthieu VIVIER, arrivé pendant le courant de ma thèse, qui s'est tout de suite intéressé à mon travail et m'a prodigué nombre de conseils. Je remercie également M. Thomas MATERNA pour ses questions faussement naïves qui ont contribué à alimenter la réflexion sur la conception du détecteur de STEREO. Enfin, le groupe des neutrinos au Service de physique des particules ne serait pas tout à fait ce qu'il est sans M. Michel CRIBIER qui nous fait bénéficier de sa riche et précieuse expérience.

Je tiens ici à exprimer toute ma reconnaissance à tous ceux qui contribuent au fonctionnement du service, en particulier les services de documentation et des missions ainsi que le secrétariat. Je remercie tout spécialement M^{me} Valérie POYETON pour sa disponibilité, M^{me} Isabelle RICHARD pour ses efforts qui permettent de « trouver toujours une solution » et M^{me} Danielle CORET pour sa gentillesse et les bons vins des repas de fin d'année.

J'assure tous ceux — que ce soient les adeptes de la pause matinale ou ceux que l'on croise après déjeuner — qui se retrouvent dans la salle café pour de brefs instants, pour des discussions prolongées ou pour les fameux mots croisés de ma reconnaissance pour ces bons moments passés ensemble ; en particulier les autres doctorants — Vincent Andrieux, Quiela Curiel, Lucie Grente, Maxime Levillain, Thibaut Métivet, Florian Thibaud — à qui j'adresse mes meilleurs vœux pour la suite. Je remercie également M^{mes} Valérie POYETON, Isabelle RICHARD, Isabelle PACQUETET et Marie-Delphine SALSAC pour les croissants du vendredi matin ; M. Stefano PANEBIANCO pour les pauses café et son intérêt pour le travail des doctorants ; mais aussi MM. Alberto BALDISSERI et Pierre GUICHON pour les discussions animées qu'ils ponctuent de leurs avis pour le moins tranchés mais néanmoins toujours intéressants. Je tiens également à remercier M. Pierre GUICHON d'avoir si souvent été le chauffeur du groupe neutrinos pour la pause déjeuner.

Je tiens à remercier les doctorants de l'Irfu avec lesquels j'ai partagé de bons moments — qu'ils soient purement professionnels ou non — lors d'écoles d'été, de conférences, de réunion de collaboration, de *shifts* ou tout simplement au bureau, en particulier Jonathan Gaffiot, Vincent Durand, Vincent Fischer, Maxime Péquignot, Valérian Sibille, Mathieu Durero et Charlotte Amoureux.

Je remercie également l'ensemble de la collaboration Double Chooz, en particulier Thomas Mueller, dont l'expérience fut précieuse lors de notre premier *shift*, Romain Roncin, pour l'agrément qu'il a su apporter aux nombreuses semaines de *shift* partagées à Chooz, et enfin Julia Haser pour les discussions constructives qui ont contribué à enrichir certaines études présentées dans ce document.

J'exprime ma gratitude aux équipes de l'ILL qui nous ont accueillis, et en particulier à MM. Michael JENTSCH et Uli KÖSTER pour leur disponibilité et leurs conseils lors des campagnes de mesure du bruit de fond auprès du réacteur à haut flux.

Je remercie très vivement MM. Éric DUMONTEIL et Cédric JOUANNE du SERMA pour leur collaboration, leur aide précieuse pour l'utilisation du code Tripoli et pour leur grande disponibilité.

Je tiens ici à exprimer ma gratitude à M. Manfred LINDNER pour sa proposition de post-doctorat à l'institut Max Planck de Heidelberg qui me permettra de continuer à m'investir dans les expériences Double Chooz et STEREO.

Enfin, je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué à la relecture de ce manuscrit. En premier lieu mon directeur pour ses remarques et ses conseils ; mais également M. Cyprien HENRY pour ses relectures attentives.

Résumé :

L'expérience Double Chooz a pour but la mesure précise de l'angle de mélange θ_{13} . Son évaluation repose sur l'étude de la disparition des antineutrinos produits par les réacteurs de la centrale de Chooz, disparition due au phénomène d'oscillation des neutrinos. Deux détecteurs identiques composés de liquide scintillant permettent d'effectuer une mesure relative, diminuant ainsi les incertitudes systématiques. Le détecteur proche, qui fournit la normalisation du flux de neutrinos émis, est en cours d'installation, son achèvement est prévu pour le printemps 2014. Le détecteur lointain, sensible à l'effet de θ_{13} , est situé à un kilomètre environ et prend des données depuis 2011. Dans cette première phase de l'expérience, les données acquises par le détecteur lointain sont comparées à une prédiction du flux de neutrinos émis par les réacteurs pour estimer le paramètre θ_{13} . Au sein de cette thèse, l'expérience Double Chooz et son analyse sont présentées. Une attention particulière est portée à l'étude des bruits de fond et au rejet de signaux parasites constitués de flashes lumineux émis par les photo-multiplicateurs. Les flux de neutrons aux interfaces entre les différents volumes du détecteur affectent la définition du volume d'interaction et partant l'efficacité de détection. L'étude détaillée de ces effets de bord est présentée. Dans le cadre de l'expérience Double Chooz, des études ont été menées afin d'améliorer la prédiction des flux de neutrinos émis par les réacteurs. Ces travaux ont mis à jour un déficit des taux de neutrinos observés dans les expériences passées à courtes distances des réacteurs. Ce déficit pourrait s'expliquer par une oscillation vers une saveur stérile. Le projet STEREO a pour but d'observer la distorsion — caractéristique de l'oscillation — du spectre des neutrinos en énergie et en distance de propagation. Cette thèse s'attache à présenter le concept du détecteur, les simulations réalisées, ainsi que les études de sensibilité. Les différents bruits de fond et les blindages envisagés pour s'en prémunir sont enfin discutés.

Mots-clés : Double Chooz, angle de mélange θ_{13} , oscillations de neutrinos, Stereo, neutrino stérile, liquide scintillant

Abstract:

The Double Chooz experiment aims to measure the θ_{13} mixing angle through the disappearance—induced by the oscillation phenomenon—of anti-neutrinos produced by the Chooz nuclear reactors. In order to reduce systematic uncertainties, the experiment relies on the relative comparison of detected signals in two identical liquid scintillator detectors. The near one, giving the normalization of the emitted flux, is currently being built and will be delivered in spring 2014. The far detector, sensitive to θ_{13} , is located at about one kilometer and is taking data since 2011. In this first phase of the experiment, the far detector data are compared to a prediction of the emitted neutrino flux to estimate θ_{13} . In this thesis, the Double Chooz experiment and its analysis are presented, especially the background studies and the rejection of parasitic signals due to light emitted by photo-multipliers. Neutron fluxes between the different detector volumes impact the definition of the fiducial volume of neutrino interactions and the efficiency of detection. Detailed studies of these effects are presented. As part of the Double Chooz experiment, studies were performed to improve the prediction of neutrino flux emitted by reactors. This work revealed a deficit of observed neutrino rates in the short baseline experiments of last decades. This deficit could be explained by an oscillation to a sterile state. The Stereo project aims to observe a typical signature of oscillations: the distortion of neutrino spectra both in energy and baseline. This thesis presents the detector concept and simulations as well as sensitivity studies. Background sources and the foreseen shielding are also discussed.

Keywords: Double Chooz, θ_{13} mixing angle, neutrino oscillations, Stereo, sterile neutrino, liquide scintillator